

Systematische Untersuchung exotischer Zerfallskanäle der Scherenmode in Gadoliniumisotopen

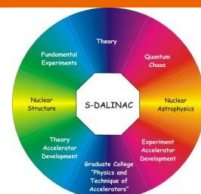
Systematic investigation of novel decay branches of the scissors mode in Gadolinium isotopes

Vom Fachbereich Physik zur Erlangung des akademischen Grades Dr. rer. nat.
genehmigte Dissertation von M.Sc. Jacob Daniel Beller aus Erbach
2014 – Darmstadt – D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik



Unterstützt von der DFG durch den SFB 634

Systematische Untersuchung exotischer Zerfallskanäle der Scherenmode in Gadoliniumisotopen

Systematic investigation of novel decay branches of the scissors mode in Gadolinium isotopes

Vom Fachbereich Physik zur Erlangung des akademischen Grades Dr. rer. nat.
genehmigte Dissertation von M.Sc. Jacob Daniel Beller aus Erbach

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter

Tag der Einreichung: 12. Dezember 2013

Tag der Prüfung: 19. Februar 2014

Erscheinungsjahr: 2014

Darmstadt — D 17

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 18. März 2014

(Jacob Daniel Beller)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Die Scherenmode	10
2.1	Historie	10
2.2	Beschreibung im Interacting Boson Model	14
3	Quantenphasenübergang	17
3.1	Theoretische Beschreibung	18
3.2	Formphasenübergang in den Gadoliniumisotopen	19
3.3	Neuartige Signatur im Zerfallsverhalten der Scherenmode	21
4	Experimentelle Methoden	24
4.1	Kernresonanzfluoreszenz	24
4.2	$\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen	32
5	Experimentelle Untersuchung des sphärischen Kerns ^{152}Gd	35
5.1	$\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach Elektroneneinfang	35
5.2	Kernresonanzfluoreszenz an ^{152}Gd	46
5.3	Neue Erkenntnisse über die Scherenmode in ^{152}Gd	60
6	Experimentelle Untersuchung des Phasenübergangskerns ^{154}Gd	64
6.1	Kernresonanzfluoreszenz an ^{154}Gd	64
6.2	$\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach Elektroneneinfang	69
6.3	Neue Erkenntnisse über die Scherenmode in ^{154}Gd	74
7	Experimentelle Untersuchung des deformierten Kerns ^{156}Gd	77
7.1	Kernresonanzfluoreszenz mit linear polarisierten Photonen . . .	77
7.2	Neue Erkenntnisse über die Scherenmode in ^{156}Gd	87
8	Diskussion	88
9	Vergleich mit Rechnungen im Interacting Boson Model 2	93
9.1	Beschreibung der Gadoliniumisotope	94
9.2	Signatur des neuen Zerfallszweigs am Quantenphasenübergang	97

10 Einfluss auf den $0\nu\beta\beta$-Zerfall	100
10.1 Betrachtung im Interacting Boson Model 2	102
10.2 Betrachtung in Energy Density Functionals Rechnungen	105
11 Ausblick	108
Literaturverzeichnis	111
Publikationsverzeichnis	120
Danksagung	123

Zusammenfassung

Die Isotope $^{152,154,156}\text{Gd}$ liegen in einer Region der Nuklidkarte, in der plötzliche Änderungen der Kerndeformation als Funktion der Teilchenzahl auftreten. Neue Zerfallskanäle der nuklearen Scherenmode an diesem Formphasenübergang wurden mit komplementären experimentellen Methoden studiert. Die $M1$ -Anregungsstärken der $J^\pi = 1^+$ Zustände in $^{152,154}\text{Gd}$ wurden in Kernresonanzfluoreszenzexperimenten bestimmt. Dabei ergaben sich summierte $M1$ -Anregungsstärken für ^{152}Gd von $\sum B(M1) \uparrow = 0.46(9) \mu_N^2$ und für ^{154}Gd von $\sum B(M1) \uparrow = 3.12(35) \mu_N^2$. Mit $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen nach dem Elektroneneinfang der Kerne $^{152,154}\text{Tb}$ konnten neue Zerfallskanäle dieser 1^+ Zustände zu den $0_{2,3}^+$, $2_{2,3}^+$ und 1_1^- Zuständen identifiziert werden. Ein Kernresonanzfluoreszenzexperiment mit quasi-monochromatischen, linear polarisierten Photonen zeigte, dass auch der $J^\pi = 1^+$ Zustand der Scherenmode mit der größten $M1$ -Anregungsstärke im statisch deformierten Kern ^{156}Gd einen Zerfall zum ersten angeregten 0^+ Zustand aufweist.

Die neuen Eigenschaften der Scherenmode wurden innerhalb des *Interacting Boson Models 2* beschrieben und wurden dazu verwendet, die Parameter des Majoranaoperators festzulegen. Die neuen Parameter zur Beschreibung des Atomkerns ^{154}Gd haben einen direkten Einfluss auf die Berechnung von Matrixelementen für den neutrinolosen doppelten β -Zerfall von ^{154}Sm zu dem 0_2^+ Zustand von ^{154}Gd . Dabei ergibt sich ein wesentlich größeres Matrixelement als zuvor angenommen.

Abstract

The isotopes $^{152,154,156}\text{Gd}$ are located in a region of the nuclear chart where sudden changes in nuclear deformation occur as a function of particle number. New decay branches of the nuclear scissors mode at this shape phase transition were studied exploiting complementary experimental methods. $M1$ excitation strengths of $J^\pi = 1^+$ states in $^{152,154}\text{Gd}$ were measured using the method of nuclear resonance fluorescence. The summed $M1$ excitation strengths are $\sum B(M1) \uparrow = 0.46(9) \mu_N^2$ in the case of ^{152}Gd and $\sum B(M1) \uparrow = 3.12(35) \mu_N^2$ in the case of ^{154}Gd . Using $\gamma\gamma$ coincidence measurements following electron capture of the nuclei $^{152,154}\text{Tb}$, new decay branches of those 1^+ states to $0_{2,3}^+$, $2_{2,3}^+$ und 1_1^- states were identified. A nuclear resonance fluorescence experiment using quasi-monochromatic, linearly polarized photons showed that the $J^\pi = 1^+$ state with the largest $M1$ excitation strength of the static deformed nucleus ^{156}Gd also exhibits a decay to the first excited 0^+ state.

The new properties of the scissors mode were described within the *Interacting Boson Model 2* and were used to set the parameters of the Majorana operator. The new parameter set for the description of ^{154}Gd has a direct impact on calculations of nuclear matrix elements of the neutrino-less double β decay process of ^{154}Sm to the 0_2^+ state of ^{154}Gd . Here, the new parameter set yields a significant larger matrix element than previously thought.

1 Einleitung

Atomkerne sind ein Testlabor zum Studium stark wechselwirkender, zweikomponentiger, fermionischer Quantensysteme. Die Wechselwirkung der Protonen und Neutronen in Atomkernen führt zu einer Reihe unterschiedlicher Anregungsarten. Neben Einteilchenanregungen treten in ihnen auch kollektive Phänomene auf, wie etwa Deformation [Bohr51] und damit einhergehend Rotationszustände [Bjerrum12, Born27]. Das Schalenmodell - entwickelt von Jensen und Mayer [Jensen52] - und dessen Weiterentwicklungen können Einteilchenanregungen beschreiben. Kollektive Anregungsarten dagegen werden einfacher in geometrischen Modellen betrachtet, wie z.B. der Parametrisierung des Atomkerns als inkompressibler Flüssigkeitstropfen von Bohr und Mottelson [Bohr75]. Anregungen aus dem Grundzustand heraus können hier als Vibrationen der Oberfläche beschrieben werden. Neben Anregungsmoden, in denen sich die Protonen- und Neutronenflüssigkeit in Phase bewegen, treten auch gegenphasige Moden auf, wie z.B. die Dipolriesenresonanz [Harakeh01]. Solche gegenphasige Anregungsmoden erlauben Rückschlüsse auf den nuklearen Proton-Neutron Freiheitsgrad. Dieser Freiheitsgrad und dessen fundamentaler Einfluss auf die Kernstruktur sind zentrale Aspekte der modernen Kernstrukturphysik. Die Struktur kollektiver Kernanregungen wird durch die Schalenstruktur des Atomkerns bestimmt, die sich wiederum als Funktion der Protonen- und Neutronenzahl entwickelt [Hebeler10].

Die Entwicklung der Schalenstruktur und die Restwechselwirkung zwischen Valenzprotonen und -neutronen dominieren die Bildung von Kerndeformation und Kollektivität. In Abhängigkeit von der Teilchenzahl findet ein plötzliches Einsetzen von Kerndeformation an den sogenannten Formphasenübergangspunkten in der Nuklidkarte statt [Casten09]. Beispiele für solche plötzlichen Gestaltsänderungen als Funktion der Nukleonenzahl sind die $N = 58$ und $N = 42$ Isotone [Federman78, Kirchuk93]. An diesen Punkten bilden sich kollektive, nukleare Quantenzustände bedingt durch das Auffüllen der Kernorbitale und deren relative Einteilchenenergien, die durch die verbleibende Proton-Neutron-Wechselwirkung beeinflusst werden. Diese Quantenzustände in den Valenzschalen besitzen Wellenfunktionen, die viele Basiszustände mit kohärent gekoppelten Proton- und Neutronanregungen beinhalten. In Ref. [Iachello84, Walz11] wurde gezeigt, dass diese gleichphasige Kopplung der Protonen- und Neutronenvalenzschalenanregung zusätzlich zu Kernanregungen mit teilweise gegenphasiger Kopplung der Valenzprotonen und -neutronen führt.

In der Tat können Kernanregungen in Abhängigkeit der Proton-Neutron Symmetrie in ihren Wellenfunktionen klassifiziert werden: durch Komponenten des Isospins innerhalb von Modellen, die Nukleonen als fundamentalen Freiheitsgrad verwenden, oder durch Komponenten des F -Spins [Isacker86] in bosonischen Kernmodellen.

Während angeregte Kernzustände (abgesehen von $N = Z$ Kernen) bei niedrigen Energien (sprich bei einer wesentlich niedrigeren Energie als die Teilchenseparationsenergie) alle eine Isospinquantenzahl von $T = T_z = |N - Z|/2$ besitzen, treten bei eher niedrigen Anregungsenergien (üblicherweise unterhalb 3.5 MeV) Zustände mit F -Spinquantenzahlen auf, die vom F -Spin des Grundzustands $F_{gs} = F_{max} = (N_\pi + N_\nu)/2$ verschieden sind. Hier sind N_π (N_ν) die Hälfte der Anzahl der Valenzprotonen (-neutronen) oder der korrespondierenden Valenzlöcher - je nachdem welche Zahl kleiner ist. Kernanregungen mit F -Spinquantenzahlen $F < F_{max}$ werden als gemischtsymmetrische Zustände (MSS für *mixed-symmetry state*) [Arima77] innerhalb des *Interacting Boson Models 2* (IBM-2) bezeichnet. Prominente Beispiele von MSSs sind die $J^\pi = 1^+$ Scherenmode [LoIudice78, Richter83, Iachello87, Iachello05, Heyde10] in deformierten Kernen oder gemichstsymmetrische einphononige $J^\pi = 2^+$ Vibrationen in sphärischen Kernen [Arima77, Iachello84, Pietralla08]. Informationen über die Proton-Neutron Symmetrie in niederenergetischen Zuständen (Grundzustand und dessen kollektive Anregungen wie den MSS) in Atomkernen, die so nah wie möglich am Gestaltsphasenübergang liegen, sind notwendig für eine korrekte Interpretation der Rolle des Proton-Neutron Freiheitsgrads in der Bildung von kollektiver Kernstruktur. Anders als für sphärische Kerne [Rusev05] gibt es für deformierte Kerne allerdings momentan keine Informationen über elektromagnetische Übergänge zwischen $J^\pi = 1^+$ MSSs und intrinsischen Anregungen - mit der Ausnahme von ^{164}Dy , in dem ein $1^+ \rightarrow 2^+_\gamma$ Übergang beobachtet wurde [Werner06].

Wie eingangs erwähnt dienen Atomkerne als Quantenlabor für fundamentale Experimente in der Teilchenphysik [Goldhaber48, Wu57]. Neben der Bereitstellung neuer sensitiver Daten, um Kernmodelle zu testen, könnten die Informationen über die detaillierte Proton-Neutron Struktur des Grundzustands und angeregter Zustände eines Korns am Gestaltsphasenübergang einen direkten Einfluss auf gegenwärtige Versuche haben, die Neutrinomasse über den neutrinolosen doppelten β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$) des deformierten Korns ^{150}Nd zu bestimmen [Arnold10, Barea13]. Unter der Voraussetzung, dass Matrixelemente für die Umwandlung eines Neutronenpaares in ein Protonenpaar mit notwendiger Genauigkeit berechnet werden können, erlaubt die Messung der $0\nu\beta\beta$ -

Zerfallsrate eine Bestimmung der mittleren Neutrinomasse $\langle m_\nu \rangle$ und beantwortet gleichzeitig die Frage nach dem Teilchencharakter der Neutrinos - Majorana oder Dirac. Neben anderen mikroskopischen Modellen eignet sich das IBM-2 dazu, $\beta\beta$ -Zerfälle zu beschreiben [Barea09] - vor allem in Regionen der Nuklidkarte, in denen eine Änderung der Kerndeformation stattfindet, deren Beschreibung oft problematisch für mikroskopische Modelle ist. Diese Änderungen finden z.B. in den doppelten β -Zerfällen $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ und $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$ statt. Ein Wechsel der Kerngestalt zwischen Anfangs- und Endkern hat Einfluss auf die Matrixelemente für den Übergang des Grundzustands zu angeregten Zuständen im $\beta\beta$ -Zerfall. In der Tat konnten für ^{150}Nd und ^{100}Mo $2\nu\beta\beta$ -Zerfallszweige zu den angeregten 0_2^+ Zuständen der Endkerne beobachtet werden [Hornish06, Barabash09]. Eine genaue Berechnung der Matrixelemente erfordert allerdings, dass die beiden beteiligten Kerne so genau wie möglich beschrieben werden. Neue Informationen wie z.B. über das Zerfallsverhalten der Scherenmode haben Einfluss auf die IBM-2 Parameter und letztlich auch auf die Matrixelemente des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls.

Ziel dieser Arbeit war die Suche nach neuen Zerfällen der $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode zu intrinsischen Anregungen in Abhängigkeit der Deformation des Grundzustands. Hierzu wurden die Gadoliniumisotope $^{152,154,156}\text{Gd}$ untersucht, in denen zwischen Neutronenzahl $N = 88$ und $N = 90$ der Formphasenübergang zwischen sphärischer und deformierter Konfiguration erfolgt. Zunächst wird in Kapitel 2 Geschichte, Eigenschaften und theoretische Beschreibung der Scherenmode vorgestellt. In Kapitel 3 werden Konzepte des Quantenphasenübergangs, die relevanten Observablen in Atomkernen, sensitive experimentelle Daten in den Gadoliniumisotopen und die Erwartungen an das Zerfallsverhalten der Scherenmode entlang des Formphasenübergangs erläutert. Nach einer Übersicht über die verwendeten Methoden und Observablen der Gammaspektroskopie in Kapitel 4 folgen die Beschreibungen und Auswertungen der durchgeführten Experimente. Zur Untersuchung des Kerns ^{152}Gd werden in Kapitel 5 ein $^{152}\text{Tb}(EC, \gamma\gamma)^{152}\text{Gd}$ Experiment zur Bestimmung von Verzweungsverhältnissen und Multipolaritäten und zwei $^{152}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Experimente zur Untersuchung der Scherenmode vorgestellt. Durch Kombination der unterschiedlichen experimentellen Methoden können Verzweungsverhältnisse Γ_f/Γ_0 und $B(M1)$ Übergangsstärken bestimmt werden. In Kapitel 6 wird selbiges für die Untersuchung des Kerns ^{154}Gd dargelegt. Übergänge der $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode zu angeregten 0^+ Zuständen konnten in

dem Kern ^{156}Gd durch ein $(\vec{\gamma}, \gamma')$ Experiment ermittelt werden, was in Kapitel 7 vorgestellt wird.

Die neuen experimentellen Erkenntnisse über die Scherenmode in den drei Gd-Isotopen werden anschließend in Kapitel 8 diskutiert. In Kapitel 9 werden Rechnungen zur Beschreibung der Gd-Isotope $^{152,154,156}\text{Gd}$ im *Interacting Boson Model 2* (IBM-2) und der Einfluss der neuen Zerfälle dargelegt. Die neuen IBM-2 Parameter zur Beschreibung von ^{154}Gd haben einen direkten Einfluss auf Berechnungen von $0\nu\beta\beta$ Zerfallsraten. Dieser Einfluss wird in Kapitel 10 zusammen mit einem Vergleich mit *Energy Density Functionals* Rechnungen betrachtet.

2 Die Scherenmode

Die Darstellung der Scherenmode in diesem Kapitel folgt Ref. [Heyde10].

2.1 Historie

Tiefliegende kollektive Anregungsmoden in Atomkernen können über Dichtoszillationen oder über permanent deformierte Strukturen der Materiedichte im Rahmen des Bohr-Mottelson Modells [Bohr75] beschrieben werden. Hier kann explizit zwischen verschiedenen Anregungsarten unterschieden werden: schwingt die Gesamtheit der Protonen und Neutronen in Phase spricht man von isoskalaren kollektiven Anregungen; außerphasige Variationen bezeichnet man als isovektorielle Moden. Naturgemäß werden die isovektoriellen Moden bei höheren Anregungsenergien erwartet, da symmetrische Kopplungen von Protonen und Neutronen energetisch bevorzugt werden. Ein prominentes Beispiel für isovektorielle Anregungen ist die elektrische Dipolriesenresonanz, die sich in gerade-gerade Kernen in Zustände mit negativer Parität manifestiert und bei der der Ladungsschwerpunkt und die Massenverteilung eine außerphasige Schwingung um den Gleichgewichtswert vollziehen. Solche nichtsymmetrischen Anregungsmoden in der Valenzschale wurden theoretisch bereits sehr früh für kollektive, sphärische Kerne [Greiner65, Greiner66, Faessler66] und etwas später für deformierte Kerne [Hilton76, Suzuki77, LoIudice78, LoIudice79] vorhergesagt. Für die deformierten Kerne wurde dazu eine Erweiterung der Bohr-Mottelson Beschreibung verwendet, die zu einem Zwei-Rotor-Modell (TRM) führte, in dem eine kollektive $M1$ -Anregung durch eine gegenphasige, rotationelle Schwingung des deformierten Protonen- gegen den deformierten Neutronenkörper beschrieben werden kann. Der Name “Scherenmode” (*scissors mode*) wurde später, nach dem experimentellen Nachweis [Richter83, Bohle84a] dieser Mode, in Anlehnung an die geometrische Beschreibung gewählt.

Anfangs waren diese nichtsymmetrischen Anregungsmoden theoretische Vorschläge, die durch die gute Beschreibung kollektiver Anregungsmoden gestützt wurden. Allerdings waren die Energie und die $B(M1) \uparrow$ Anregungsstärke unklar und hingen stark von den gewählten Parametern ab. Anregungsenergien von 3-5 MeV und $B(M1)$ -Stärken von 9-18 μ_N^2 wurden im Rahmen des TRMs vorhergesagt [DeFranceschi83, Lipparini83].

Zusätzliche Unterstützung bzgl. der Vorhersage dieser neuen isovektoriellen Anregungsmode kam durch die Verwendung eines algebraischen Modells. Arima und Iachello formulierten ein Modell, in dem das Problem interagierender Fermionen durch eine paarweise Kopplung zu s - ($L = 0$) und d - Bosonen ($L = 2$) ersetzt wurde: das sog. *Interacting Boson Model* (IBM) [Arima75, Iachello87], das im nächsten Unterkapitel näher beschrieben wird. Durch die Analyse der Symmetrien des IBMs, dem die $U(6)$ Symmetrie zugrunde liegt, und die gleichzeitige, explizite Berücksichtigung des Proton-Neutron Freiheitsgrads (IBM-2) konnte auch hier eine Klasse von Zuständen gefunden werden, die eine nicht-symmetrische räumliche Struktur und nichtsymmetrische Ladungsstruktur besitzen (gemischt-symmetrische Zustände). Aus einem Fit der Parameter des IBM-2 an bekannte fermionische Eigenschaften wurde für die Scherenmode $B(M1) \uparrow \approx 2 - 3 \mu_N^2$ vorhergesagt [Iachello81].

Sowohl die Vorhersagen des TRMs als auch des IBMs-2 legten eine essentielle Grundlage für den experimentellen Nachweis der Scherenmode. Dazu wurde ein hochauflösendes (e, e')-Experiment an ^{156}Gd am *Darmstädter Elektronen Linearbeschleuniger* (DALINAC) [Gräf78] durchgeführt. Dort wurde ein $J^\pi = 1^+$ Zustand mit den wesentlichen vorhergesagten Eigenschaften bei $E_x = 3075$ keV mit einer reduzierten Übergangsstärke von etwa $B(M1) \uparrow = 1.5 \mu_N^2$ identifiziert (siehe Abb. 2.1).

Nach der Entdeckung der Scherenmode in ^{156}Gd folgte direkt eine systematische Untersuchung weiterer deformierter Kerne (^{154}Sm , ^{158}Gd , ^{164}Dy , ^{168}Er , ^{174}Yb) in inelastischer Elektronenstreuung [Bohle84b] am DALINAC. Dabei wurden bereits erste Hinweise auf die Fragmentierung der Scherenmodenstärke gefunden. Zudem wurde die neue Anregungsmode durch Kernresonanzfluoreszenzexperimente (KRF) mit reellen Photonen verifiziert [Berg84]. Da im Gegensatz zur Elektronenstreuung, die den Anregungswirkungsquerschnitt misst, KRF-Experimente auf den Zerfall der angeregten Zustände sensitiv sind, konnten hier erstmals Zerfallsverzweignungsverhältnisse in die Grundzustandsbande der neuen Anregungsmode bestimmt werden. Diese folgen in deformierten Kernen [Wesselborg88, Zilges90] sehr gut den sog. Alaga-Regeln [Alaga55]. Für $\Delta K = 1$ Übergänge liefern diese Regeln ein Verhältnis der Übergangsstärken $B(1 \rightarrow 2)/B(1 \rightarrow 0) = 0.5$. Seitdem wurde auch experimentelle Evidenz bzgl. der Scherenmode in sphärischen, γ -weichen und Übergangskernen gefunden. Aus systematischen Untersuchungen konnte zudem eine empirische Abhängigkeit der gemessenen, summierten $M1$ -Stärke von der Deformation δ bzw. dem

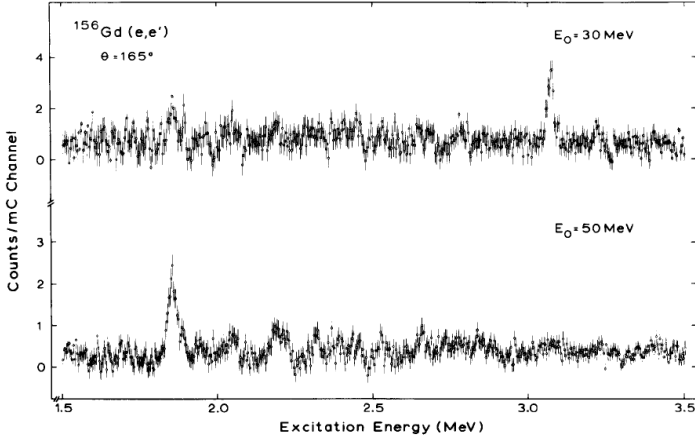


Abbildung 2.1: Zwei untergrundbereinigte $^{156}\text{Gd}(e, e')$ Spektren unter Rückwärtswinkel. Bei $E_x = 3075$ keV wurde ein stark angeregter $J^\pi = 1^+$ Zustand bei einer Elektronenenergie von 30 MeV beobachtet. Diese Anregung wurde als Scherenmode interpretiert. Entnommen aus Ref. [Bohle84a].

Deformationsparameter β_2 gefunden werden [Ziegler90, Margraf93, Pietrala95b]:

$$\sum B(M1) \uparrow \sim \delta^2 \quad (2.1)$$

bzw.

$$\sum B(M1) \uparrow \sim \beta_2^2 \sim B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) \quad (2.2)$$

Diese starke Korrelation dient als guter Test diverser Kernmodelle, welche Deformation beschreiben können. Die δ^2 -Abhängigkeit ist in Abbildung 2.2 für die experimentell gefundene $M1$ Scherenmodenstärke zusammen mit einer Vorhersage der $M1$ -Summenstärke des IBMs-2 dargestellt.

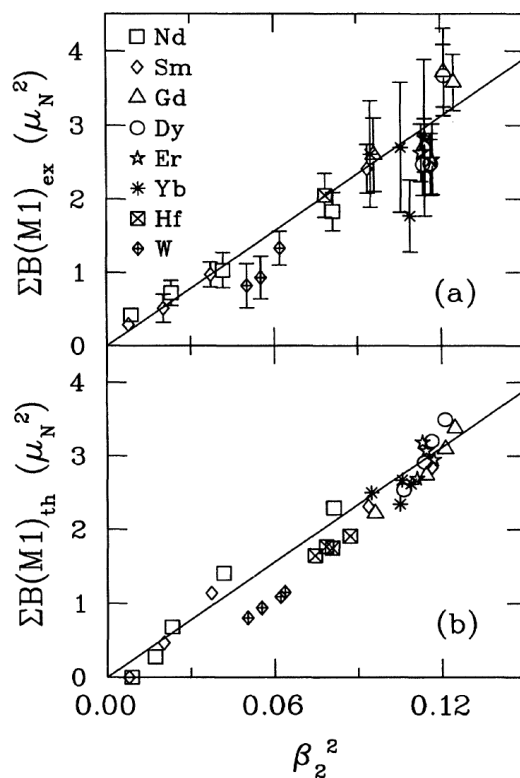


Abbildung 2.2: Evolution der summierten $M1$ -Anregungsstärke der gerade-gerade Isotope in stabilen Nukliden von Nd bis W als Funktion des Deformationsparameters β_2^2 . Teil (a) zeigt die experimentell gefundene Summenstärke und Teil (b) die IBM-2 Summenstärke. Entnommen aus [vonNeumannCose195].

2.2 Beschreibung im Interacting Boson Model

Das IBM ist ein algebraisches Modell, in dem der niederenergetische, kollektive Teil des Anregungsspektrums von Atomkernen beschrieben werden kann. Zur Vereinfachung des Vielteilchenproblems werden im IBM die Valenznukleonen paarweise zu Bosonen gekoppelt. Für die niederenergetischen Anregungen positiver Parität ist es meist ausreichend, nur Kopplungen zu s - und d -Bosonen zu betrachten. Dies führt zu dem sog. sd -IBM-1, das keine Unterscheidung zwischen Protonen und Neutronen vornimmt. Dem sd -IBM-1 liegt die algebraische Gruppe $U(6)$ mit der Bosonenzahl $N = N_\pi + N_\nu$ zugrunde, wobei N_π (N_ν) die Hälfte der Anzahl der Valenzprotonen (-neutronen) oder der korrespondierenden Valenzlöcher ist - je nachdem welche Zahl kleiner ist. Die theoretische Beschreibung der Operatoren und Wellenfunktionen geschieht unter Verwendung der zweiten Quantisierung, mit den Erzeugeroperatoren s^\dagger und d_μ^\dagger und den Vernichtungsoperatoren \tilde{s} und \tilde{d}_μ . Hierbei sind \tilde{s} und \tilde{d}_μ modifizierte Vernichtungsoperatoren, mit denen sphärische Tensoren konstruiert werden können. Eine detaillierte und umfassende Beschreibung des IBMs, seiner Operatoren und analytischen Lösungen findet sich in Ref. [Iachello87].

Für das sd -IBM-1 existieren drei analytische Lösungen für unterschiedliche Untergruppen $U(5)$, $SU(3)$ und $O(6)$, welche letztlich die Untergruppe $O(3)$ beinhalten, die zur Beschreibung der physikalischen Quantenzahlen L und M erforderlich ist. Jede dieser Untergruppen hat ein geometrisches Analogon für $N \rightarrow \infty$. Die Untergruppenkette $U(5)$ entspricht dem sphärischen, anharmonischen Oszillator, $SU(3)$ dem starren Rotor und $O(6)$ dem γ -weichen Rotor. Ein einfacher IBM-Hamiltonoperator, der jede dieser Symmetrien beinhaltet und zwischen diesen numerisch lösbar ist, ist:

$$\hat{H} = \epsilon \hat{n}_d + \kappa \hat{Q}^\chi \cdot \hat{Q}^\chi \quad (2.3)$$

mit

$$\hat{n}_d = d^\dagger \cdot \tilde{d} \quad (2.4)$$

$$\hat{Q}^\chi = s^\dagger \tilde{d} + d^\dagger \tilde{s} + \chi \left[d^\dagger \times \tilde{d} \right]^{(2)} \quad (2.5)$$

Der Operator \hat{n}_d zählt die Anzahl der d -Bosonen und beschreibt eine sphärisch-vibrationelle Konfiguration. Der Quadrupoloperator \hat{Q}^χ führt dagegen zu einer quadrupoldeformierten Konfiguration. Wird der gleiche Wert des Parameters χ

auch für den $E2$ -Übergangsoperator $\hat{T}(E2) = e_B Q^2$ verwendet, so wird dies als *consistent Q-fomalism* bezeichnet.

Zur Beschreibung gemischtsymmetrischer Anregungen ist eine explizite Unterscheidung zwischen Protonen- und Neutronenbosonen notwendig. Diese Variante des Modells wird als IBM-2 bezeichnet. Zur Klassifizierung der Proton-Neutron Symmetrie einer Wellenfunktion kann der F -Spin [Isacker86] verwendet werden. Der F -Spin ist eine Analogie zum Isospin. Entspricht der F -Spin eines Zustands dem maximalen F -Spin ($F_{max} = \frac{1}{2}(N_\pi + N_\nu)$), so ist die Wellenfunktion symmetrisch unter Vertauschung eines Protonbosons mit einem Neutronboson - kann also auch durch einen IBM-1 Hamiltonoperator mit gleicher Gesamtbosonenzahl beschrieben werden. Zustände mit $F < F_{max}$ sind gemichtsymmetrische Zustände und ein Teil ihrer Wellenfunktion ist antisymmetrisch unter der Ersetzung $(N_\pi, N_\nu) \rightarrow (N_\pi + 1, N_\nu - 1)$. Theoretisch lässt sich dies erreichen, indem der Hamiltonoperator aus Glg. (2.3) um den Majoranaoperator $\hat{M}_{\pi\nu}$ erweitert und zwischen Proton- und Neutronbosonen unterschieden wird:

$$\hat{H} = \epsilon (\hat{n}_{d_\pi} + \hat{n}_{d_\nu}) + \kappa (\hat{Q}_\pi^\chi + \hat{Q}_\nu^\chi) \cdot (\hat{Q}_\pi^\chi + \hat{Q}_\nu^\chi) + \lambda \hat{M}_{\pi\nu} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \hat{M}_{\pi\nu} = & [s_\nu^\dagger \times d_\pi^\dagger - s_\pi^\dagger \times d_\nu^\dagger]^{(2)} \cdot [\tilde{s}_\nu \times \tilde{d}_\pi - \tilde{s}_\pi \times \tilde{d}_\nu]^{(2)} \\ & - 2 \sum_{k=1,3} [d_\nu^\dagger \times d_\pi^\dagger]^{(k)} \cdot [\tilde{d}_\nu \times \tilde{d}_\pi]^{(k)} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die Scherenmode wird in diesem Bild dadurch charakterisiert, dass sie ein 1^+ Zustand mit $F = F_{max} - 1$ ist, der über starke $M1$ -Übergänge mit den symmetrischen ($F = F_{max}$) Zuständen verbunden ist.

Der $M1$ -Operator ist gegeben durch [Pietralla08]:

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_\pi L_\pi + g_\nu L_\nu) \mu_N \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} = & \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{N_\pi g_\pi + N_\nu g_\nu}{N} L_{tot} \right. \\ & \left. + (g_\pi - g_\nu) \frac{N_\pi N_\nu}{N} (L_\pi / N_\pi - L_\nu / N_\nu) \right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Hierbei beschreiben $L_\rho = \sqrt{10} [d_\rho^\dagger \times \tilde{d}_\rho]^{(1)}$ mit $\rho \in \{\pi, \nu\}$ den Drehimpulsoperator, $L_{tot} = L_\pi + L_\nu$ den Gesamtdrehimpulsoperator und g_ρ die effektiven Proton- bzw. Neutron- g -Faktoren. L_{tot} ist per Konstruktion diagonal und erzeugt damit

keine Übergänge zwischen Zuständen. Der zweite Teil von Glg. (2.9) verbietet Übergänge zwischen Zuständen mit $F = F_{max}$, wohingegen Übergänge von $F = F_{max}$ Zuständen zu $F = F_{max} - 1$ Zuständen erlaubt sind.

3 Quantenphasenübergang

Die Beschreibung von Phasenübergängen kommt aus der Thermodynamik. Die Phasenübergänge von Wasser (fest - flüssig - gasförmig), die sich leicht beobachten lassen, sind wohl die bekanntesten. Neben der Änderung des Aggregatzustands von Stoffen in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte finden sich eine ganze Reihe weiterer Systeme, in denen Phasenübergänge auftreten. In Abhängigkeit von der Temperatur lassen sich z.B. auch Phasenübergänge zur Supraleitung oder zum Ferromagnetismus finden. Gemein ist diesen Phasenübergängen, dass sich eine Änderung in dem Ordnungsparameter ϕ (z.B. Dichte, Magnetisierung, Gitterstruktur) bei einem kritischem Wert des Kontrollparameters (z.B. Temperatur) beobachten lässt. Abbildung 3.1 zeigt einen Phasenübergang erster Art im elektrischen Widerstand von Quecksilber.

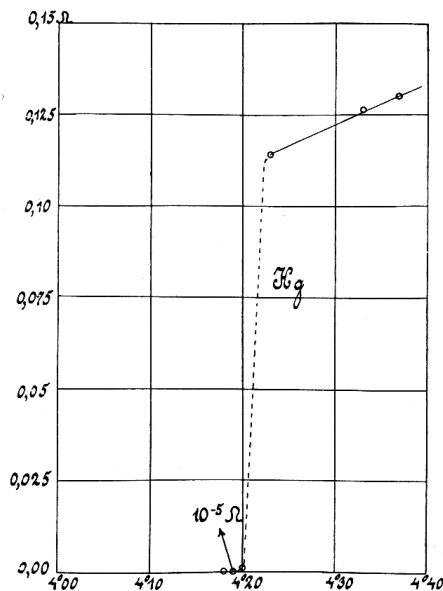


Abbildung 3.1: Elektrischer Widerstand einer Quecksilbersäule in Abhängigkeit der Temperatur. Scan des Originals der ersten Messung im Jahre 1911 von Heike Kammerlingh Onnes [Onnes11].

3.1 Theoretische Beschreibung

In makroskopischen Systemen finden Phasenübergänge an einem kritischen Punkt T_c statt. Werden die zwei Phasen des Systems über die Potentiale unterhalb $G_<(\phi, T)$ und oberhalb $G_>(\phi, T)$ des kritischen Punkts beschrieben, so gilt am Punkt des Phasenübergangs: $G_<(\phi, T_c) = G_>(\phi, T_c)$. Für die Ableitung der Potentiale gilt dies aber nicht zwangsläufig. Ein Phasenübergang n -ter Ordnung wird nach der Klassifikation nach Ehrenfest als solcher bezeichnet, wenn die partielle Ableitung $\frac{\delta^n G}{\delta T^n}$ eine Unstetigkeit für $T = T_c$ aufweist.

In Quantensystemen bei $T = 0$ lässt sich dieses Konzept nicht direkt anwenden. Dennoch wird eine analoge Beschreibung zu thermodynamischen Systemen verwendet, wobei als Kontrollparameter anstatt der Temperatur z.B. die Stärke der Wechselwirkung variiert wird. Änderungen der Wechselwirkungsstärke führen in manchen Systemen zu einem kritischen Punkt, an dem ein nicht-analytischer Wechsel des Kontrollparameters zwischen geordneten und ungeordneten “Phasen” stattfindet, die durch zwei explizit verschiedene Grundzustandswellenfunktionen beschrieben werden. Diese Situation wird daher als Quantenphasenübergang (QPT) bezeichnet. QPTs finden sich in einer Reihe von Systemen in kondensierter Materie und Vielteilchensystemen [Hertz76, Gilmore78, Dieperink80, Sachdev99].

In Atomkernen ist eine Mischung der oben angerissenen Phasenübergänge anzutreffen. Zum einen weisen sie Merkmale “klassischer” Phasenübergänge auf, die durch thermodynamische Größen wie Temperatur oder Rotationsfrequenz getrieben werden. Ein Beispiel ist die Idee, die durch Experimente und theoretische Studien gestützt wird, dass Kernmaterie einen Phasenübergang zwischen einer gepaarten und einer ungepaarten Phase besitzt [Mottelson60]. QPTs in Atomkernen dagegen können in einer abrupten Änderung der Kerngestalt in Abhängigkeit der Protonen- oder Neutronenzahl beobachtet werden (z.B. [Dieperink80, Casten93, Casten07]). Studieren lassen sich diese Übergänge in theoretischen Modellen, deren Parameter Bereiche der Nuklidkarte beschreiben, in denen ein plötzliches Einsetzen der Kerndeformation auftritt. Erschwerend kommt hinzu, dass Atomkerne Wenig-Teilchen-Systeme sind; die theoretische Beschreibung von Phasenübergängen dagegen für das Limit $A \rightarrow \infty$ konzipiert ist. Dadurch ergibt sich, dass die abrupten Änderungen an dem kritischen Punkt “ausgewaschen” werden bzw. gar nicht erst aufgelöst werden können. Dennoch können starke und plötzliche Variationen einer Observablen als Hinweis für einen Phasenübergang dienen [Iachello04]. Ob es

sich allerdings um einen Phasenübergang handelt und welcher Ordnung dieser ist, kann nur durch den Vergleich mit theoretischen Modellen entschieden werden. Kann die experimentell beobachteten Variationen in einem Modell für endliche Nukleonenzahlen beschrieben werden, können diese dann im Limit $A \rightarrow \infty$ genau studiert werden. Ein theoretisches Modell, dass diese Anforderung für eine große Zahl an Nukliden erfüllt, ist das *Interacting Boson Model* (IBM).

Der bereits erwähnte Phasenübergang in Atomkernen von sphärischen zu quadrupoldeformierten Atomkernen findet sich in der Nuklidkarte in den Bereichen zwischen abgeschlossenen Schalen. Beispiele für Observable, in deren Änderungen in Abhängigkeit von der Neutronen- oder Protonenzahl sich der Formphasenübergang nachweisen lässt, sind das $R_{4/2}$ -Verhältnis [$R_{4/2} = E(4_1^+)/E(2_1^+)$], die $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte, die Separationsenergien zweier Neutronen S_{2N} und die Anregungsenergie E_x des 0_2^+ Zustands.

Für den Fall des Phasenübergangs von sphärischen hin zu starr quadrupoldeformierten Kernen wurde im Rahmen des geometrischen Modells eine analytische Lösung des Bohr-Hamiltonoperators am kritischen Punkt - bezeichnet als X(5) - gefunden [Iachello01]. Hierbei wurde am kritischen Punkt das deformationsabhängige Potential mit einem Kastenpotential angenähert und liefert eine parameterfreie Vorhersage von experimentell zugänglichen Observablen wie Anregungsenergien, Übergangsstärken und Zerfallsverzweungsverhältnissen. Diese einfache, analytische Beschreibung löste eine bis heute andauernde Suche nach Atomkernen aus, die näherungsweise durch die X(5)-Lösung beschrieben werden können. Zudem fand auch eine Erweiterung dieses theoretischen Modells statt, durch die vom kritischen Punkt X(5) bis hin zum Limit des starren Rotors alle Punkte beschrieben werden können [Pietralla04]. Als geeignete X(5)-Kandidaten gelten die $N = 90$ Isotone ^{150}Nd , ^{152}Sm und ^{154}Gd [Iachello01, Casten07]. Neue Weiterentwicklungen des X(5) Modells um den Oktupolfreiheitsgrad führen zu einem weiteren kritischem Punkt. Hier sind ^{224}Ra , ^{226}Ra und ^{224}Th [Bizzeti13] Kandidaten, die in der Nähe eines Phasenübergangs bzgl. der Quadrupol- und Oktupoldeformation lokalisiert sind.

3.2 Formphasenübergang in den Gadoliniumisotopen

In den "Seltenen Erden" findet sich in den Gd-Isotopen einer der $N = 90$ Kerne, von dem angenommen wird, dass er nahe am Formphasenübergang liegt: ^{154}Gd . Deutlich wird dies z.B. in der Entwicklung des $R_{4/2}$ -Verhältnisses mit

steigender Neutronenzahl. Ein drastischer Anstieg um $N = 90$ lässt sich beobachten (vgl. Abb. 3.2) und der $R_{4/2}$ Wert von ^{154}Gd liegt mit 3.01 nahe an dem theoretischen X(5)-Wert von 2.91. Damit liegt er zudem deutlich zwischen den geometrischen Limits des sphärischen Vibrators ($R_{4/2} = 2.0$) und des starren Rotors ($R_{4/2} = 3.33$). Die Anregungsenergie des ersten angeregten 0^+ Zustands

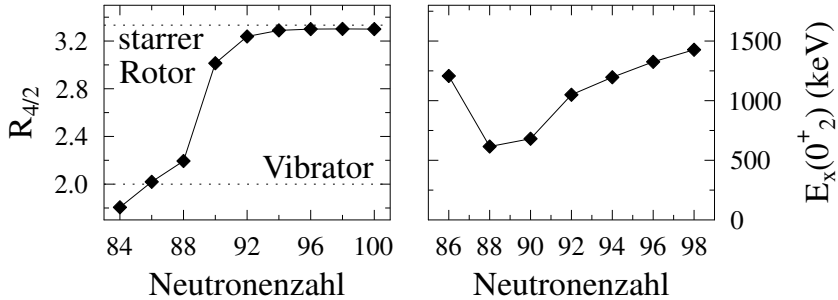
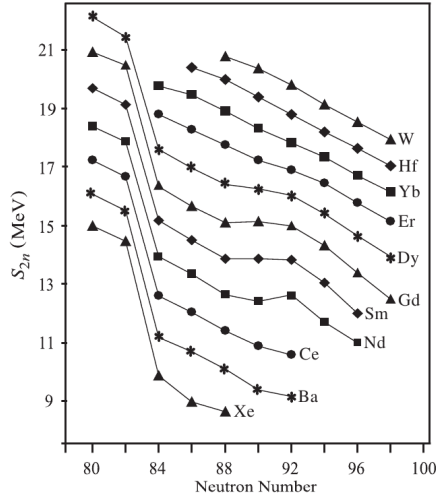


Abbildung 3.2: Links: Verlauf des $R_{4/2} = E(4_1^+)/E(2_1^+)$ Verhältnisses in Abhängigkeit von der Neutronenanzahl N in den gerade-gerade (gg) Gd-Isotopen. Die geometrischen Limits des harmonischen Vibrators ($R_{4/2} = 2$) und des starren Rotors ($R_{4/2} = \frac{10}{3}$) sind zum Vergleich als gestrichelte Linien eingezeichnet. Um $N = 90$ lässt sich ein drastischer Anstieg beobachten. Hier findet der Formphasenübergang statt. Rechts: Entwicklung der Anregungsenergie des 0_2^+ Zustands in den gg-Gd-Isotopen. Bei $N = 88$ und $N = 90$ nimmt diese ein Minimum an.

weist bei $N = 88 - 90$ ein Minimum auf - ein weiteres Indiz für einen Formphasenübergang. Auch in S_{2N} lassen sich Auswirkungen des Formphasenübergangs beobachten. Die Masse eines Atomkerns ergibt sich aus der Summe aller Wechselwirkungen der beinhaltenden Nukleonen. Da eine Änderung der Kerngestalt auftritt, weil andere Formen energetisch begünstigt werden, muss dies auch Einfluss auf die gesamte Bindungsenergie haben. Dieser Effekt wird besonders in Differenzen der Bindungsenergien sichtbar, wie z.B. S_{2N} , die in Abb. 3.3 für die Massenregion $A \sim 150$ gezeigt sind. Bemerkenswert ist der plötzlich flache Verlauf um $N = 90$ für Nd, Sm und Gd, der auf eine Unstetigkeit in S_{2N} zurückzuführen ist. Diese Unstetigkeit rührt daher, dass am Formphasenüber-

gang eine andere Kernform im Grundzustand abrupt energetisch günstiger ist, was die gesamte Bindungsenergie des Kerns beeinflusst.



Abbildungung 3.3: Separationsenergien zweier Neutronen für Kerne in der Massenregion $A \sim 150$ als Funktion der Neutronenzahl. Entnommen aus [Casten07].

3.3 Neuartige Signatur im Zerfallsverhalten der Scherenmode

Die bisher vorgestellten Observablen, in denen der Formphasenübergang erkennbar ist, sind nicht sensitiv auf den Proton-Neutron (pn) Freiheitsgrad. Für eine Untersuchung des Einflusses des pn-Freiheitsgrades ist es notwendig, Zustände zu studieren, die nicht symmetrisch unter Austausch von Protonen und Neutronen sind. Wie bereits oben erwähnt, sind dies im Bild des IBMs-2 Zustände mit $F < F_{max}$, wie z.B. die Scherenmode. Bei einer experimentellen Anregung mit (virtuellen) Photonen ist die Scherenmode direkt zugänglich, da sie in deformierten Kernen über einen starken $M1$ -Übergang mit dem Grundzustand verbunden ist, wohingegen $J^\pi = 2^+$ MSSs nur mit einem schwachen $E2$ Übergang von dem Grundzustand aus angeregt werden können.

Offen ist die Frage, wie sich die Scherenmode um den Formphasenübergang herum entwickelt. Für die summierte $M1$ -Stärke ist bereits bekannt, dass sie mit der Deformation skaliert: $\sum B(M1) \uparrow \sim \delta^2$ [Ziegler90]. Wenig untersucht ist bislang allerdings, inwieweit die Scherenmode zu anderen intrinsischen Anregungen koppelt.

In sphärischen Kernen ist bekannt [Rusev05, Werner02], dass der 1^+ Scherenmodenzustand auch in den 0_2^+ Zustand zerfällt. In deformierten Kernen dagegen zerfällt die Scherenmode - nach bisherigen Untersuchungen - nur in die Grundzustandsbande. Im Bild des starren Rotors ist ein Zerfall in andere intrinsische Anregungen sogar explizit verboten. Im deformierten Kern ^{164}Dy wurde allerdings jüngst der Zerfall $1^+ \rightarrow 2_2^+$ (dem Bandenkopf der γ -Bande) entdeckt [Werner06]. Um den kritischen Punkt des Formphasenübergangs mischen der 0^+ Grundzustand und der erste angeregte 0^+ Zustand. Somit liegt die Vermutung nahe, dass die Scherenmode hier sowohl in die Grundzustandsbande als auch in den 0_2^+ Zustand zerfallen kann. Diese Annahme ist schematisch in Abb. 3.4 dargestellt.

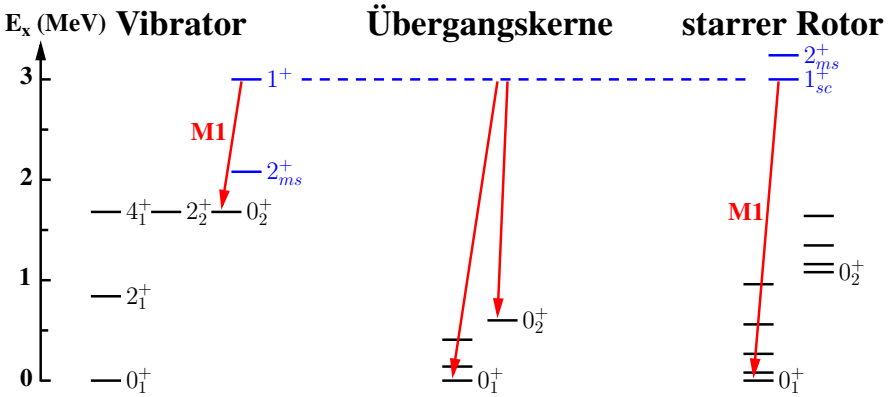


Abbildung 3.4: Simplifizierte, schematische Levelschemata für sphärische (links), deformierte (rechts) und Kerne nahe am Formphasenübergang (Mitte) sowie $M1$ -Übergänge der Scherenmode zu 0^+ Zuständen (rot). Während in den geometrischen Limits die Scherenmode nur zu einem 0^+ Zustand koppelt, zerfällt sie am Formphasenübergang signifikant zu beiden niederenergetischen 0^+ Zuständen.

Die Annahme, dass Zerfälle der Scherenmode in deformierten Kernen auch zu anderen intrinsischen Anregungen neben der Grundzustandsbande möglich sind, wird zudem durch das IBM-2 unterstützt. In den algebraischen Limits $U(5)$ und $SU(3)$ lassen sich die $M1$ -Zerfallsverzweigungsverhältnisse analytisch bestimmen [Iachello87]:

$$SU(3) : \quad \frac{B(M1; 1^+_{sc} \rightarrow 0^+_2)}{B(M1; 1^+_{sc} \rightarrow 0^+_1)} = \frac{2N+1}{2N(2N-3)} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} 0 \quad (3.1)$$

$$U(5) : \quad \frac{B(M1; 1^+_{sc} \rightarrow 0^+_2)}{B(M1; 1^+_{sc} \rightarrow 0^+_1)} = \infty \quad (3.2)$$

Für endliche Bosonenzahl N ist also selbst im $SU(3)$ Limit ein Zerfall der Scherenmode zu dem ersten angeregten 0^+ Zustand möglich.

Neben der Lage nahe am Formphasenübergang haben die Gd-Isotope den weiteren Vorteil, dass die Scherenmode in $^{154,156}\text{Gd}$ nur schwach fragmentiert ist [Hartmann89, Pitz89], was eingehender in Ref. [Pietralla96] untersucht wurde. Daher ist es in diesen Kernen ausreichend, einzelne Anregungszustände zu studieren, um neue Zerfallszweige der Scherenmode zu identifizieren.

4 Experimentelle Methoden

Zur Untersuchung der Scherenmode in $^{152,154,156}\text{Gd}$ wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene experimentelle Zugänge verwendet. Allen gemein ist, dass sie die γ -Quanten, die bei der Abregung angeregter Zustände emittiert werden, mittels hochreiner Germaniumdetektoren (HPGe) messen. In diesem Kapitel werden für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente die grundlegenden Eigenschaften vorgestellt.

Die elektromagnetische Wechselwirkung ist sehr gut verstanden. Die experimentell zugänglichen Größen sind modellunabhängig mit bestimmten Kerneigenschaften, wie Gesamtdrehimpulsen und Lebensdauern, verbunden. Aus der Analyse der gemessenen Winkelverteilungen der γ -Quanten können die Multipolarität und prinzipiell auch der Strahlungscharakter der emittierten Strahlung bestimmt werden. Daraus wiederum lässt auf die Gesamtdrehimpuls- und Paritätsquantenzahl der angeregten Zustände schließen. Einzige Bedingung für eine solche Messung ist, dass eine ausgezeichnete Achse existiert. Des Weiteren können Zerfallsverzweungsverhältnisse von einzelnen Zuständen direkt über die beobachtbare Intensität einzelner γ -Übergänge studiert werden. Mittels der Methode der Kernresonanzfluoreszenz können auch Lebensdauern gemessen werden, sofern der Photonenfluss und alle Zerfallsverzweigungen bekannt sind.

4.1 Kernresonanzfluoreszenz

Kernresonanzfluoreszenz (KRF) ist die resonante Absorption von γ -Quanten in Atomkernen und der anschließende Zerfall der resonant angeregten Zustände über die Emission von γ -Quanten zurück in den Grundzustand. Die emittierten γ -Quanten werden anschließend mit Detektoren nachgewiesen. Die Emission der γ -Quanten unterliegt einer charakteristischen Winkelverteilung, die abhängig von Gesamtdrehimpulsen und Paritäten der beteiligten Zustände (J_i^π , J_x^π , J_f^π) sowie von Multipolmischungsverhältnissen δ der Übergänge ist und relativ zum einfallenden γ -Strahl gemessen wird. Im Folgenden wird der Anfangszustand mit J_i , der Endzustand mit J_f und der angeregte Zustand mit J_x bezeichnet. Im Falle von KRF-Experimenten ist der Anfangszustand der Grundzustand oder ein langlebiges Isomer. Die Multipolordnung λ eines Übergangs ergibt

sich durch die Drehimpulskopplung, der Strahlungscharakter σ hängt von der Multipolordnung und der Parität π der Zustände ab:

$$|J_x - J_f| \leq \lambda \leq J_x + J_f \quad (4.1)$$

$$\sigma = E, \text{ falls } \pi_x = (-)^\lambda \pi_f \quad (4.2)$$

$$\sigma = M, \text{ falls } \pi_x = (-)^{1+\lambda} \pi_f \quad (4.3)$$

Das Multipolmischungsverhältnis δ ist über das Verhältnis der Matrixelemente der Übergangsoperatoren $\hat{T}(L)$ der möglichen Übergänge definiert:

$$\delta(J_x \rightarrow J_f) = \frac{\langle J_x | \hat{T}(\lambda + 1) | J_f \rangle}{\langle J_x | \hat{T}(\lambda) | J_f \rangle} \quad (4.4)$$

In KRF-Experimenten sind folgende Messgrößen zugänglich:

- die Zustandsenergie E_x und γ -Energien E_γ von Übergängen in energetisch geringer liegende Zustände
- der integrierte Wirkungsquerschnitt $I_{s,i} \sim \Gamma_0 \cdot \Gamma_i / \Gamma$
- über Winkelverteilungen die Multipolordnung λ des Übergangs und u.U. deren Multipolmischungsverhältnisse δ
- über Polarisationsmessungen der Strahlungscharakter σ

Dabei finden in KRF-Experimenten nur elektrische und magnetische Dipol- und bedingt elektrische Quadrupolanregungen statt; d.h. die Anregung ist spinselektiv.

Für die Bestimmung dieser Größen werden die bei Übergängen emittierten Photonen in Detektoren registriert. Für eine $J_i \rightarrow J_x \rightarrow J_f$ Sequenz errechnet sich die Anzahl der Ereignisse A_f , die in einem Detektor registriert werden (im Folgenden als Peakfläche bezeichnet), aus

$$A_f = N_T \cdot \int_t \int_E dE \, dt \cdot \Phi(E, t) \sigma_{i,f}(E) \epsilon_{int}(E_{\gamma,f}) \frac{\Delta\Omega}{4\pi} W_f^{eff}(\theta, \Delta\Omega). \quad (4.5)$$

Dabei sind N_T die Anzahl der Targetkerne, $\Phi(E, t)$ die Anzahl der zum Zeitpunkt t auf das Target auftreffenden Photonen der Energie E pro Fläche und Zeiteinheit, $\sigma_{i,f}(E)$ der energieabhängige Wirkungsquerschnitt, $\epsilon_{int}(E_{\gamma,f})$ die

intrinsische Detektoreffizienz bei der Energie $E_{\gamma,f} = E(J_x) - E(J_f)$, $\Delta\Omega$ der Öffnungswinkel des Detektors und W_f die über den Öffnungswinkel des Detektors integrierte Winkelverteilung. Üblicherweise werden der Öffnungswinkel und die intrinsische Effizienz zu der absoluten Effizienz zusammengefasst: $\epsilon_{abs}(E) = \epsilon_{int}(E) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi}$.

Für einen Übergang ist $\sigma_{i,f}(E)$ nur in einem schmalen Energiebereich von Null verschieden. In diesem Bereich kann der Photonenfluss als konstant angenommen werden und durch die absolute Photonendichte $N_\gamma(E) = \int_t dt \Phi(E, t)$ ersetzt werden. Verwendet man noch den integrierten Wirkungsquerschnitt $I_{s,f} = \int_E dE \sigma_{i,f}(E)$, so vereinfacht sich Glg. (4.5) zu

$$A_f = N_T \cdot N_\gamma(E_x) \cdot \epsilon_{abs}(E_{\gamma,f}) \cdot I_{s,f} \cdot W_f^{eff}(\theta, \Delta\Omega). \quad (4.6)$$

Die Peakfläche A_f ist aus dem aufgenommenen Spektrum direkt bestimmbar, N_T kann aus der Masse des Targets und dem Anreicherungsgrad bestimmt werden, die Effizienz $\epsilon_{abs}(E)$ und der Photonenfluss $N_\gamma(E)$ werden mit Hilfe von Kalibrationsquellen bzw. Kalibrationsstandards bestimmt. Für die Berechnung von W_f^{eff} ist die Kenntnis der Drehimpulse der beteiligten Zustände nötig oder kann direkt bestimmt werden, sofern unter unterschiedlichen Winkeln gemessen wird. Somit bleibt in Glg. (4.6) der integrierte Wirkungsquerschnitt $I_{s,f}$ als einzige unbekannte Größe übrig und kann somit berechnet werden.

Der integrierte Wirkungsquerschnitt lässt sich über den differentiellen berechnen. Dieser ist für die Anregung des Grundzustands ($i = 0$) in den Zustand J_x und anschließenden Zerfall in den Zustand J_f gegeben durch [Bethe37]

$$\sigma_{0,f}(E) = \frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 \cdot \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{(E - E_f)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (4.7)$$

mit der Energie des angeregten Zustands E_x , den Partialbreiten Γ_0 und Γ_f des Zerfalls in den jeweiligen Zustand und der absoluten Breite $\Gamma = \sum \Gamma_n$ des Zustands J_x .

Die Dopplerverbreiterung $w(E')$ der γ -Energien, die durch thermische Bewegung der Atomkerne zustande kommt

$$w(E') = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \cdot \exp\left(-\left(\frac{E - E'}{\Delta}\right)^2\right) \quad (4.8)$$

mit $\Delta = E \sqrt{\frac{2k_B T}{Mc^2}}$

muss mit (4.7) gefaltet werden, um diesen thermischen Effekt zu korrigieren

$$\sigma'_{0,f}(E) = \int dE' \sigma_{0,f}(E') w(E'). \quad (4.9)$$

Den integrierten Wirkungsquerschnitt, der über Glg. (4.6) mit der Peakfläche verknüpft ist, ergibt sich aus der Integration der Energie:

$$\begin{aligned} I_{s,f} &= \int_E dE \sigma'_{0,f}(E) \\ &= \pi^2 \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 \cdot \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Sind alle Zerfallszweige des Zustands J_x bekannt, so kann über die Verzweigungsverhältnisse Γ_i/Γ_0 eine Ersetzung von Γ vorgenommen werden

$$\begin{aligned} \Gamma &= \Gamma_0 + \Gamma_1 + \Gamma_2 + \dots \\ &= \Gamma_0 \cdot \left(1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_0} + \frac{\Gamma_2}{\Gamma_0} + \dots \right) \\ &= \Gamma_0 \cdot \left(1 + \frac{I_1}{I_0} + \frac{I_2}{I_0} + \dots \right), \end{aligned} \quad (4.11)$$

wobei $I_f = A_f/\epsilon(E_{\gamma,f})$ die Intensität eines Übergangs bezeichnet. Mit der Energie und dem Spin des Zustands J_x können dann die vollständige Breite und die Lebensdauer $\tau = \hbar/\Gamma$ bestimmt werden.

Neben Lebensdauern und Übergangsbreiten sind auch die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma\lambda)$ von kernphysikalischem Interesse. Die Größe $B(\sigma\lambda)$ ist direkt mit den Wellenfunktionen der Zustände und dem Übergangsoperator $\hat{T}(\sigma\lambda)$ verknüpft:

$$B(\sigma\lambda; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} | \langle J_f | \hat{T}(\sigma\lambda) | J_i \rangle |^2 \quad (4.12)$$

Wellenfunktionen lassen sich in kernphysikalischen Modellen berechnen, und der Vergleich mit experimentellen Daten führt (im Idealfall) zu einer steten Weiterentwicklung und Verbesserung dieser Modelle. Die Wahrscheinlichkeiten

für Absorption $B(\sigma\lambda) \uparrow$ und Emission $B(\sigma\lambda) \downarrow$ eines Photons unterscheiden sich durch einen spinabhängigen Faktor:

$$B(\sigma\lambda : J_i \rightarrow J_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} B(\sigma\lambda : J_f \rightarrow J_i) \quad (4.13)$$

Die partiellen Übergangsbreiten Γ_f sind mit den Übergangswahrscheinlichkeiten über folgende Gleichungen verknüpft:

$$\frac{B(M1) \downarrow}{[\mu_N^2]} = 8.641 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{\Gamma_f}{[\text{meV}]} \left(\frac{[\text{MeV}]}{E_{\gamma,f}} \right)^3 \quad (4.14)$$

$$\frac{B(E1) \downarrow}{[e^2 \text{fm}^2]} = 9.554 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\Gamma_f}{[\text{meV}]} \left(\frac{[\text{MeV}]}{E_{\gamma,f}} \right)^3 \quad (4.15)$$

$$\frac{B(E2) \downarrow}{[e^2 \text{fm}^4]} = 1.245 \cdot 10^3 \cdot \frac{\Gamma_f}{[\text{meV}]} \left(\frac{[\text{MeV}]}{E_{\gamma,f}} \right)^5 \quad (4.16)$$

KRF mit unpolarisierter γ -Strahlung

Durch Beschuss eines Radiators mit Elektronen werden durch Bremsstrahlung Photonen mit einer kontinuierlichen Energieverteilung bis zur Energie E_e der einfallenden Elektronen erzeugt. Alle Zustände, die über $E1$ -, $M1$ - oder $E2$ -Übergänge aus dem Grundzustand heraus angeregt werden können, werden mit dieser Methode bis zur Endpunktsenergie E_e des Bremsstrahlungsspektrums angeregt. Dadurch können simultan mehrere Zustände untersucht werden. Der Verlauf des Photonenflusses kann dabei - wie in dieser Arbeit geschehen - durch die Schiffformel [Schiff51] oder alternativ durch Simulationen beschrieben werden, die mit einem Skalierungsfaktor an Übergänge eines Kalibrationsstandards an den experimentellen, tatsächlichen Photonfluss angepasst werden. Die integrierten Wirkungsquerschnitte für die stärksten Übergänge in diesen Standards müssen hinreichend genau bekannt sein, um systematische Fehler gering zu halten. Dazu wird meist ^{27}Al oder ^{11}B verwendet, deren integrierte Wirkungsquerschnitte absolut bestimmt wurden [Pietralla95a, Moreh80]. Die Übergangsbreiten Γ für Zustände in ^{27}Al unterhalb 4.5 MeV, die im Verlauf dieser Arbeit verwendet wurden, sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Tabelle 4.1: Auflistung von Übergangsbreiten Γ und integrierten Wirkungsquerschnitten für fünf Zustände in ^{27}Al unterhalb 4.5 MeV. Die Zustandsbreiten wurden in einem Selbstabsorptionsexperiment bestimmt [Pietralla95a].

E_x (keV)	Γ (meV)	$I_{s,0}$ (eV b)
2212.0(1)	17.19(31)	18.02(32)
2982.00(5)	116.9(27)	31.64(68)
3004.2(8)	7.74(46)	4.25(25)
3956.8(4)	177(11)	21.4(13)
4410.2(4) ^a	407(54)	46(4)

^aRef. [Vodhanel87]

Nachteil dieser Methode ist, dass die anregenden Photonen auch nicht-resonant am zu untersuchenden Material gestreut werden und daher zugleich ein nicht-resonanter Untergrund aufgenommen wird. Dieser Untergrund, der noch zusätzlich durch die charakteristische Detektorantwort erhöht wird, führt zu einer Beeinträchtigung der Sensitivität der Methode. Des Weiteren erschwert die kontinuierliche Anregung die Unterscheidung zwischen Zerfällen der angeregten Zustände zurück in den Grundzustand oder zu anderen intrinsischen Anregungen. Dies trifft in besonderem Maße für Atomkerne mit einer hohen Zustandsdichte zu. Dieser Nachteil kann teilweise umgangen werden, indem Messungen mit unterschiedlichen Endpunktsenergien durchgeführt werden.

Wie eingangs erwähnt, ist die Kenntnis der charakteristischen Winkelverteilung der abregenden Strahlung notwendig, um den integrierten Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Im Allgemeinen erfolgt die abregende Strahlung nicht isotrop, sondern unterliegt einer spezifischen Winkelverteilung. Für eine Sequenz

$$j_1 \xrightarrow{L_1, L'_1} j \xrightarrow{L_2, L'_2} j_2, \quad (4.17)$$

bei der der Zustand j_1 über $\sigma_1 L_1$ und $\sigma'_1 L'_1$ Strahlung mit einem Mischungsverhältnis δ_1 (Glg. (4.4)) in den Zustand j übergeht, der wiederum über $\sigma_2 L_2$ und $\sigma'_2 L'_2$ Strahlung mit einem Mischungsverhältnis δ_2 nach j_2 zerfällt, ist die Winkelverteilungsfunktion [Frauenfelder65, Krane70]:

$$W(\theta) = \sum_{v=0,2,4} P_v(\cos \theta) \cdot B_v(L_1, L'_1, \delta_1, j_1, j) \cdot A_v(L_2, L'_2, \delta_2, j_2, j) \quad (4.18)$$

mit

$$A_0 = B_0 = 0,$$

$$A_v(L, L', \delta, j_i, j) = (F_v(L, L, j_i, j) + 2\delta \cdot F_v(L, L', j_i, j) + \delta^2 \cdot F_v(L', L', j_i, j)) / (1 + \delta^2), \quad (4.19)$$

$$B_v(L, L', \delta, j_i, j) = (F_v(L, L, j_i, j) + (-1)^{L+L'} 2\delta \cdot F_v(L, L', j_i, j) + \delta^2 \cdot F_v(L', L', j_i, j)) / (1 + \delta^2), \quad (4.20)$$

$$F_v(L, L', j_i, j) = (-1)^{j_i+j-1} \sqrt{(2L+1)(2j+1)(2v+1)} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} L & L' & v \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}}_{\text{Wigner-3J-Symbol}} \underbrace{\begin{Bmatrix} L & L' & v \\ j & j & j_1 \end{Bmatrix}}_{6J\text{-Symbol}}. \quad (4.21)$$

Dabei bezeichnen P_v die Legendre-Polynome. In Ref. [Frauenfelder65] finden sich für unterschiedliche Kombinationen tabellarisch Werte für F_v . Für die Spinsequenzen $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ und $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ vereinfacht sich Glg. (4.18) zu

$$W_{0-1-0}(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta), \quad (4.22)$$

$$W_{0-2-0}(\theta) = \frac{5}{4}(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta). \quad (4.23)$$

KRF mit quasi-monoenergetischer, linear polarisierter γ -Strahlung

KRF-Experimente mit quasi-monoenergetischer, linear polarisierter γ -Strahlung haben gegenüber kontinuierlichen Bremsstrahlungsphotonen Vorzüge - aber auch Nachteile. Durch die quasi-monoenergetische Anregung können Zustände in einem wohl definierten Energieintervall angeregt werden. Dies erleichtert die Identifikation und Analyse unterschiedlicher Zerfallszweige der beteiligten Zustände immens. Die lineare Polarisation erlaubt eine leicht zugängliche Bestimmung des Strahlungscharakters für Grundzustandsübergänge in Kernen mit ganzzahliger Nukleonenzahl und bedingt auch in ungerade-gerade Atomkernen über eine Messung der ϕ -Abhängigkeit der Winkelverteilung [Pietrala01]. Auf der anderen Seite ist durch den stark energieabhängigen Photonenfluss eine Bestimmung der integrierten Wirkungsquerschnitte erschwert und durch die quasi-monoenergetische Anregung können immer nur einige wenige Zustände simultan untersucht werden.

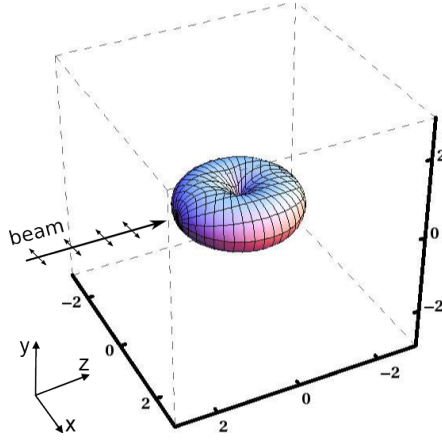


Abbildung 4.1: Winkelverteilung einer $0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$ Sequenz für die Anregung mit linear polarisierten Photonen in dreidimensionaler Darstellung. Der elektrische Feldvektor der Photonen schwingt in der horizontalen Ebene (x-Richtung) und ist durch Pfeile angedeutet.

Allgemein ist die Winkelverteilung für linear polarisierte Photonen im Eingangskanal [Fagg59] für die in Glg. (4.17) angegebene Spinsequenz und den in Glg. (4.19), (4.20) und (4.21) definierten Größen A_v , B_v und F_v :

$$W(\theta, \phi) = \sum_{v=0,2,4} B_v^{(p)}(\theta, \phi, f_{\sigma_1}, L_1, f_{\sigma'_1}, L'_1, \delta_1, j_1, j) \cdot A_v(L_2, L'_2, \delta_2, j_2, j) \quad (4.24)$$

mit

$$\begin{aligned} f_{\sigma} &= \begin{cases} 0 & \text{falls } \sigma = E \\ 1 & \text{falls } \sigma = M \end{cases}, \\ B_v^{(p)}(\theta, \phi, f_{\sigma}, L, f_{\sigma'}, L', \delta, j_i, j) \\ &= B_v(L, L', \delta, j_i, j) \cdot P_2(\cos \theta) + \frac{1}{1 + \delta^2} \cos(2\phi) \cdot P_v^{(2)}(\cos \theta) \\ &\quad \cdot \left((-1)^{f_{\sigma}} F_v(L, L, j_i, j) \cdot \kappa_v(L, L) + (-1)^{L+L'+f_{\sigma'}} \cdot 2\delta F_v(L, L', j_i, j) \right. \\ &\quad \left. \cdot \kappa_v(L, L') + \delta^2 \cdot (-1)^{f_{\sigma'}} F_v(L', L', j_i, j) \cdot \kappa_v(L', L') \right), \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\kappa_v \stackrel{v \geq 1}{=} -\sqrt{(v-2)!/(v+2)!} \begin{pmatrix} L & L' & v \\ 1 & 1 & -2 \end{pmatrix} \bigg/ \begin{pmatrix} L & L' & v \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.26)$$

$$\kappa_0 = 0,$$

mit dem Legendre-Polynom P_2 und dem assoziierten Legendre-Polynom $P_v^{(2)}$. Exemplarisch ist die Winkelverteilung in Abhängigkeit von θ und ϕ für eine $0^+ \rightarrow 1^\pi \rightarrow 0^+$ Sequenz in Abb. 4.1 für $\pi = +1$ gezeigt. Für diese Sequenz vereinfacht sich Glg. (4.24) zu

$$W(\theta, \phi) = 1 + \frac{1}{2} \left[P_2(\cos \theta) + \pi \frac{1}{2} \cdot \cos(2\phi) \cdot P_2^{(2)}(\cos \theta) \right]. \quad (4.27)$$

4.2 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen

Ist experimentell eine intensive Bevölkerung von Zuständen von Interesse möglich, können $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen durchgeführt werden. Neben einer Unterdrückung zeitlich nicht-korrelierter Untergrundereignisse liefert diese Methode Rückschlüsse auf den Verlauf einer γ -Kaskade. Zudem unterliegen auch hier die Übergänge je nach Gesamtdrehimpuls der beteiligten Zustände und Multipolmischungsverhältnisse unterschiedlichen Winkelverteilungen. Durch Messung der Winkelverteilungen und durch Kenntnis der Drehimpulse zweier Zustände kann auf den Gesamtdrehimpuls des dritten Zustands geschlossen werden.

Off-beam $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen

Geschieht die Bevölkerung des zu untersuchenden Zustands nicht direkt durch Bestrahlung, sondern z.B. durch einem β -Zerfall, dann sind die Kernspins nicht ausgerichtet. Die emittierte γ -Strahlung ist daher isotrop. Emittierte γ -Quanten einer Kaskade sind aber sehr wohl untereinander korreliert. Durch Messung dieser γ -Quanten in zeitlicher Koinzidenz unter unterschiedlichen Winkeln kann die winkelabhängige γ -Intensität gemessen werden. Diese hängt von den Gesamtdrehimpulsen der beteiligten Zustände und den Multipolmischungsverhältnissen der Übergänge ab. Die Winkelverteilungen können durch Glg. (4.18) beschrieben werden. Alternativ kann diese geschrieben werden als

$$W(\theta) = a_0 + a_2 \cdot P_2(\cos \theta) + a_4 \cdot P_4(\cos \theta) \quad (4.28)$$

mit

$$a_v = B_v(L_1, L'_1, \delta_1, j_1, j) \cdot A_v(L_2, L'_2, \delta_2, j_2, j). \quad (4.29)$$

Die möglichen Werte a_2 und a_4 für $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$, $1 \rightarrow 2 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ und $3 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ Kaskaden für unterschiedliche Multipolmischungsverhältnisse δ finden sich in Abb. 4.2.

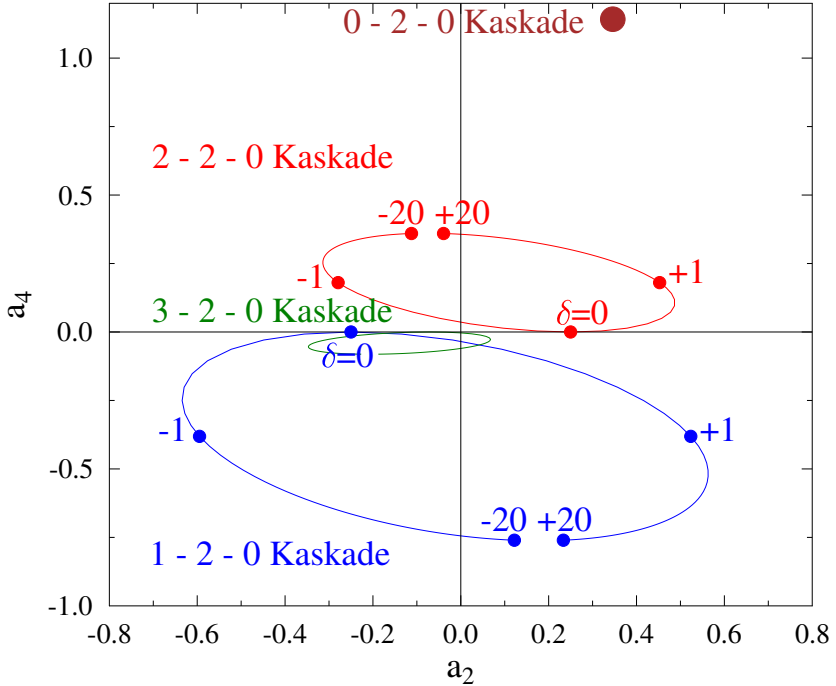


Abbildung 4.2: Mögliche Werte für die Parameter a_2 und a_4 für die Winkelverteilung einer $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ (braun), $1 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ (blau), $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ (rot) und $3 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ (grün) Spinsequenz für unterschiedliche Multipolmischungsverhältnisse δ .

Abgesehen von der Bestimmung von Spinquantenzahlen und Multipolmischungsverhältnissen können in einer Koinzidenzmessung auch schwache Zerfallsverzweigungsverhältnisse bestimmt werden. Zudem können γ -Übergänge

auch mit höherer Gewissheit in ein Levelschema eingefügt werden, da die Messung einer zeitlichen Korrelation zweier γ -Quanten einen direkteren Nachweis liefert im Gegensatz zur eher indirekten Methode, die nur eine Übereinstimmung der Energie eines beobachteten γ -Quants mit der Energiedifferenz zweier Zustände fordert (Ritz Variationsverfahren). Ist es nicht möglich den schwachen Zerfallszweig ohne Forderung einer zeitlichen Koinzidenz (im sog. Single-Modus) zu beobachten, z.B. durch zu hohen Untergrund oder durch eine zu hohe Übergangsdichte, im Koinzidenzmodus dagegen schon, so können beide Modi kombiniert werden, um das Zerfallsverzweungsverhältnis Γ_i/Γ_0 dennoch zu bestimmen. Dazu werden die Zerfallsintensitäten I_i eines Zustands J_x für die stärkeren Übergänge im Single-Modus und für die schwächeren Zerfallsverzweigungen die Intensitäten im Koinzidenzmodus $I_{x,i} = I(J_x \rightarrow J_i \rightarrow J_f)$ koinzident zu dem Zerfall eines tieferliegenden Zustands J_i , der durch den energetisch höher liegenden Zustand J_x bevölkert wird und in den Zustand J_f zerfällt, bestimmt. Unter der Verwendung der Zerfallsintensitäten I_h und $I_{h,i}$ eines weiteren Hilfsübergangs $J_h \rightarrow J_i$, der sowohl im Single-Modus als auch koinzident zu dem Zerfall von J_i beobachtbar ist, berechnet sich das gesuchte Zerfallsverzweungsverhältnis

$$\begin{aligned}\Gamma_i/\Gamma_0 &= I_i/I_0 \\ &= I_h/I_0 \cdot I_{x,i}/I_{h,i}.\end{aligned}\tag{4.30}$$

Dabei ist zu beachten, dass einer evtl. unterschiedlichen Winkelverteilung bedingt durch den Hilfszustand J_h Rechnung getragen werden muss. Zusätzlich sollte die Analyse mehrere Hilfszustände verwenden, um eine Überlagerung des Zerfalls des Hilfszustands mit weiteren γ -Zerfällen ausschließen zu können.

5 Experimentelle Untersuchung des sphärischen Kerns ^{152}Gd

Im Gegensatz zu den anderen Gadoliniumisotopen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, waren in ^{152}Gd keine Zustände der Scherenmode bekannt. Dies ist darin begründet, dass die Scherenmode hier nur schwer zugänglich ist. Zum einen hat ^{152}Gd nur eine geringe Isotopenhäufigkeit von 0.2% und daher ist isotonenangereichertes Targetmaterial teuer. Zum anderen liegt ^{152}Gd im Grundzustand in einer eher sphärischen Konfiguration vor und damit ist zu erwarten, dass die gesamte $M1$ -Stärke der Scherenmode geringer ist als in deformierten Kernen.

Um die Scherenmode und deren Zerfallskanäle in ^{152}Gd zu untersuchen, wurden drei Experimente durchgeführt. In einem $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperiment nach Elektroneneinfang (EC) wurden Gesamtdrehimpuls und Zerfallsverzweungsverhältnisse von Zuständen zwischen $E_x = 2.5\text{--}3.5$ MeV über Winkelkorrelationen bestimmt. Dank der hohen Statistik, die in solchen Experimenten erzielt werden kann, konnten zudem neue Zustände identifiziert werden. In einem zweiten Experiment wurde mit Hilfe der Methode der KRF die absolute Anregungsstärke der $J = 1$ Zustände gemessen. In einem dritten Experiment wurde versucht, die Paritäten dieser $J = 1$ Zustände mittels linear polarisierter Photonen zu bestimmen.

5.1 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach Elektroneneinfang

Ziel des Versuchs und Messprinzip

Diese Messung wurde durchgeführt, um verschiedene Problemstellungen zu untersuchen. Zum einen sollten mögliche $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode identifiziert und zum anderen Zerfallsverzweungsverhältnisse dieser Zustände bestimmt werden. Hierbei wurden zahlreiche Zustände mit niedrigem Gesamtdrehimpuls bis zu einer Energie von 3.850(15) MeV im EC von ^{152}Tb bevölkert. Die emittierten γ -Quanten, die zu Übergängen in ^{152}Gd gehören, wurden mit 4 hochreinen HPGe-Detektor nachgewiesen, wobei zwei von diesen Cloverdetektoren waren. Aus den Winkelverteilungen der diskreten Übergänge kann dann Rückschluss auf die Multipolordnungen und Multipolmischungs-

verhältnisse der Übergänge gezogen und damit auf die Spinquantenzahl der jeweiligen Zustände gefolgert werden.

Experimenteller Aufbau und Durchführung

Das Experiment zur Untersuchung angeregter Zustände mit geringem Gesamtdrehimpuls bis 3.5 MeV in ^{152}Gd wurde am Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH) in Bukarest unter Verwendung des OSIRIS Würfelspektrometers durchgeführt. Das OSIRIS Würfelspektrometer wurde von Wirowski *et al.* [Wirowski93] in Köln entwickelt und dort viele Jahre von der Gruppe von Peter von Brentano betrieben. Später wurde es an der State University of New York at Stony Brook verwendet, bevor es letztlich in Bukarest zum Einsatz kam. Der dortige Tandembeschleuniger lieferte einen ^{12}C -Strahl mit einer Strahlenergie bis zu 57 MeV. In einer $^{143}\text{Nd}(^{12}\text{C}, 3n)^{152}\text{Dy}$ Reaktion wurde ^{152}Dy erzeugt, das mit einer Halbwertszeit von 2.4 h zu ^{152}Tb zerfällt, das wiederum mit einer Halbwertszeit von 17.5 h über EC angeregte Zustände in ^{152}Gd bevölkert. Der Q-Wert des EC von ^{152}Tb beträgt 3.850(15) MeV. ^{152}Tb besitzt einen $J^\pi = 2^-$ Grundzustand, wodurch primär Zustände in ^{152}Gd mit niedrigem Gesamtdrehimpuls durch den EC bevölkert werden. Abbildung 5.1 zeigt ein schematisches Zerfallsschema.

Als Target wurden zwei metallische ^{143}Nd Folien verwendet, um simultan ^{152}Tb produzieren und dessen Zerfall messen zu können. Das aktivierte ^{152}Tb Target wurde jeweils im OSIRIS Würfelspektrometer platziert und die emittierten γ -Quanten in Koinzidenz mit zwei HPGe-Cloverdetektoren und zwei HPGe-Detektoren nachgewiesen. Die Positionierung der Detektoren zueinander ermöglichte eine Messung koinzident emittierter γ -Quanten unter drei relativen Winkeln: 55° , 90° und 180° . Die ^{143}Nd -Targets wurden insgesamt sechsmal je 24 h mit ^{12}C bestrahlt. Die gesamte Messdauer der γ -Spektroskopie der so aktivierten Targets betrug 8 Tage. Hierbei wurden die Messdaten im *listmode*-Format gespeichert. Für die Effizienzkalibrierung wurden zusätzlich für einen Teil der Messung die Single-Daten ebenfalls aufgenommen, d.h. die gemessenen γ -Energien wurden ohne Koinzidenzbedingung akzeptiert. Abbildung 5.2 zeigt die aufsummierten Single-Spektren aller Detektoren für den Energiebereich zwischen 2.4 und 4.0 MeV. Das zum $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang koinzidente Summenspektrum findet sich in Abb. 5.3 und das zum $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang koinzidente in Abb. 5.4.

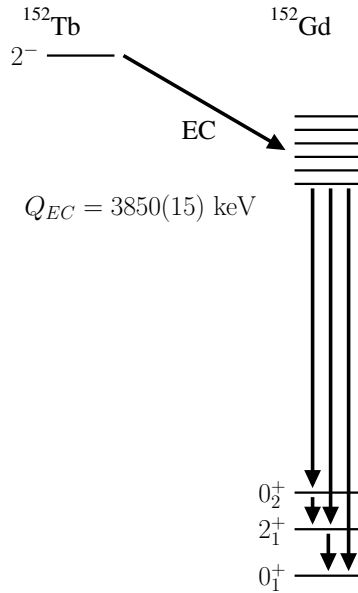


Abbildung 5.1: Schematisches Zerfallsschema des ^{152}Tb EC-Prozesses.

Im Anschluss an das Experiment wurden Messungen mit den Kalibrationsquellen ^{56}Co und ^{152}Eu vorgenommen. Ein besonderer Vorteil von ^{152}Eu ist, dass es auch zu angeregten Zuständen in ^{152}Gd zerfällt. Somit sind einige γ -Energien der Quellenmessung identisch zu der $^{152}\text{Tb}(\text{EC}, \gamma\gamma)$ Messung, was die Unsicherheit der Effizienzkalibrierung reduziert, da eine Interpolation zwischen Messpunkten in einigen Fällen unnötig ist.

Auswertung und Ergebnisse

Jeder *listmode*-Eintrag enthält die zeitliche Differenz Δt zwischen den in einem gesetzten Zeitfenster registrierten γ -Quanten. In $\Delta t = t_i - t_j$ zwischen den Detektoren i und j in Abhängigkeit der γ -Energie ist eine Konzentration der Zählrate in einer Region der $\Delta t - E$ Ebene erkennbar. Diese Konzentration korrespondiert zu den koinzidenten Ereignissen, während der kontinuierliche

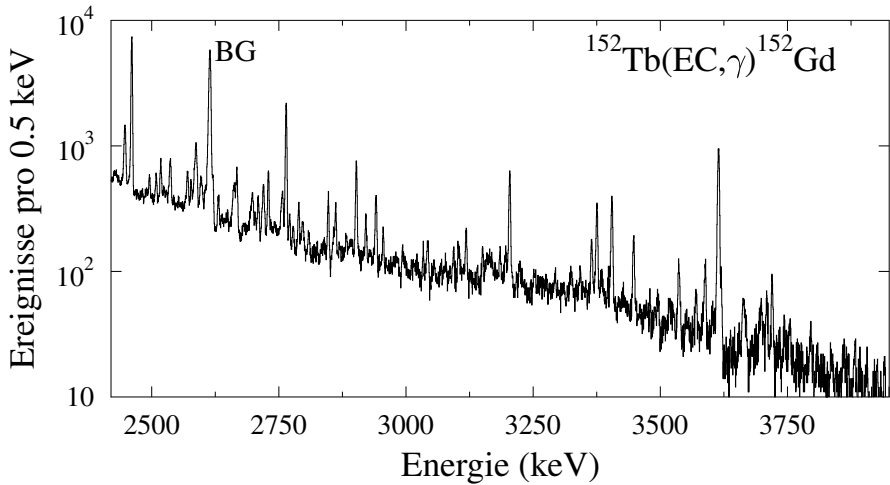


Abbildung 5.2: Zerfallsspektrum von Zuständen in ^{152}Gd , bevölkert durch EC von ^{152}Tb im Energiebereich von 2.4 bis 4.0 MeV. Die Single-Spektren aller verwendeten Detektoren wurden aufsummiert. Der mit “BG” gekennzeichnete Übergang stammt aus natürlichen Zerfallsreihen.

Untergrund zu zufällig koinzidenten Ereignissen gehört, die keine feste zeitliche Korrelation besitzen. Abbildung 5.5(b) zeigt die $\Delta t - E$ Ebene für einen Detektor relativ zu allen anderen Detektoren. Durch die Einschränkung auf einen bestimmten $\Delta t - E$ Bereich kann der Untergrund im Spektrum reduziert werden. Da die zeitliche Auflösung der HPGe Detektoren bei niedrigen Energien abnimmt, wurde der Δt -Bereich energieabhängig definiert. Im “guten” Zeitbereich sind allerdings nach wie vor zufällige Koinzidenzen enthalten. Um diesen verbleibenden Untergrund zu korrigieren, wurden Ereignisse, die in einem Zeitintervall außerhalb des “guten” Δt -Bereichs liegen, von den Ereignissen im Zeitintervall Δt abgezogen. Dabei ist zu beachten, dass die Zeitfenster der Korrektur die gleiche Breite wie Δt besitzen oder entsprechend normiert werden müssen.

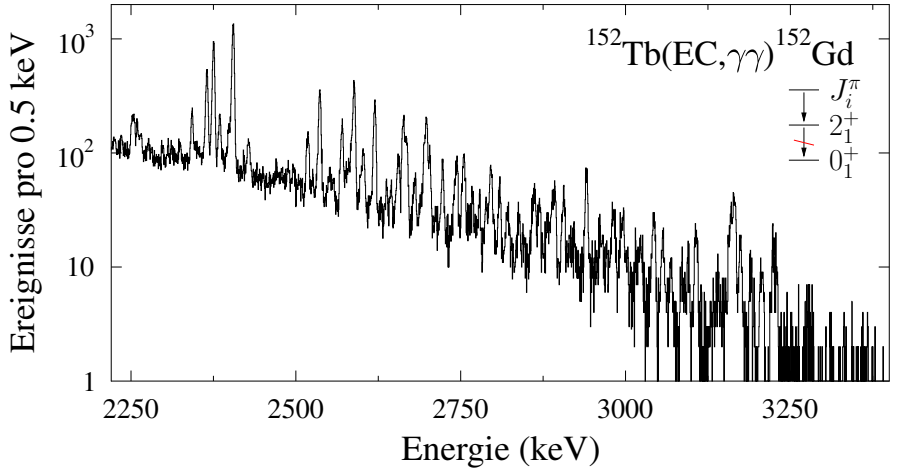


Abbildung 5.3: Das koinzident zu dem $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang bei 344 keV aufge-
nommene Zerfallsspektrum von Zuständen in ^{152}Gd , die im EC von
 ^{152}Tb bevölkert wurden. Die Spektren aller verwendeten Detek-
torkombinationen wurden aufsummiert.

Zur Beschreibung des Effizienzverlaufs der einzelnen Detektoren wurden die
Parameter der folgenden Funktion an die relativen Intensitäten der γ -Übergänge
im Spektrum der Quellenmessungen angepasst:

$$\epsilon(E_\gamma) = (a \cdot E_\gamma + b/E_\gamma) \cdot \exp(c \cdot E_\gamma + d/E_\gamma) \quad (5.1)$$

Für die Bestimmung der relativen Koinzidenzeffizienz der unterschiedlichen
Winkelgruppen des Aufbaus wurde für jede Detektorkombination die koinzi-
dente Peakfläche der $0_2^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Kaskade bestimmt. Aus der wohlbekannten
Winkelverteilung dieser Kaskade und der Peakfläche wurde für jede Detektor-
kombination ein Effizienzfaktor berechnet. Mit diesen Effizienzfaktoren und
den gemessenen Peakflächen in der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix kann für jede Kaska-
de eine Winkelverteilung bestimmt werden. Aus der Winkelverteilung können
die Parameter a_0 , a_2 und a_4 aus Glg. (4.28) berechnet werden, wobei die Pa-
rameter a_2 und a_4 von den Spinquantenzahlen der beteiligten Zustände und
den Multipolmischungsverhältnissen δ_i abhängen. Im relevanten Energiebe-
reich zwischen 2.65 und 3.5 MeV konnten insgesamt 39 Winkelverteilungen für

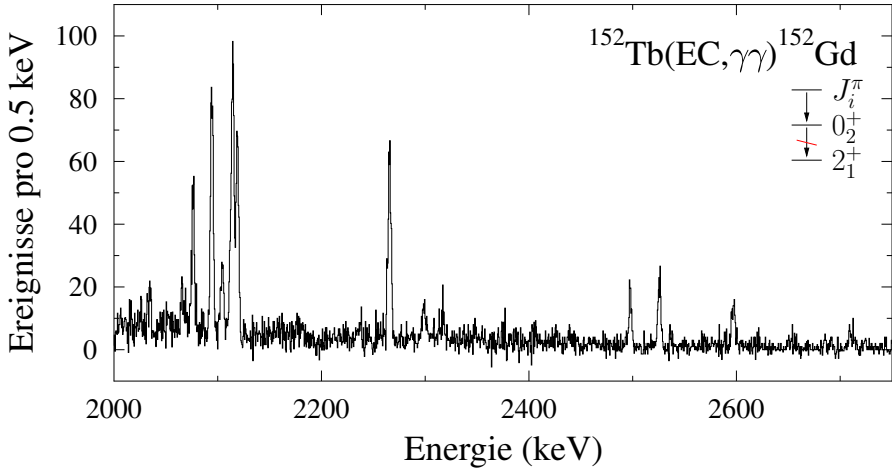


Abbildung 5.4: Das koinzident zu dem $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang bei 271 keV aufgenommene Zerfallsspektrum von Zuständen in ^{152}Gd , die im EC von ^{152}Tb bevölkert wurden. Die Spektren aller verwendeten Detektorkombinationen wurden aufsummiert.

$J \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Kaskaden beobachtet und analysiert werden. Zusammen mit den zusätzlich aufgenommenen Single-Spektren, in denen auch der direkte Zerfall der bevölkerten Zustände in den Grundzustand beobachtbar ist, konnten zudem unter Anwendung von Glg. (4.30) die Zerfallsverzweungsverhältnisse Γ_i/Γ_0 bestimmt werden. Für die Auswertung der Single-Spektren wurden nicht die Cloverdetektoren verwendet, da sie eine schlechtere Energieauflösung besitzen, die bei der hohen Übergangsdichte (~ 7.5 Übergänge pro 100 keV) kritisch ist.

Die aus dieser Messung gewonnenen Informationen für die bevölkerten Zustände zwischen 2.65 und 3.5 MeV sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Da es das vornehmliche Ziel dieser Messung war, $J = 1$ Zustände zu identifizieren, wurde nicht jede mögliche Koinzidenz untersucht. Beschränkt wurde sich auf Übergänge koinzident zu den Übergängen $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$, $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ und $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ und auf solche Übergänge, die eine so hohe Zerfallsintensität besaßen, dass sie in den Single-Spektren identifizierbar waren.

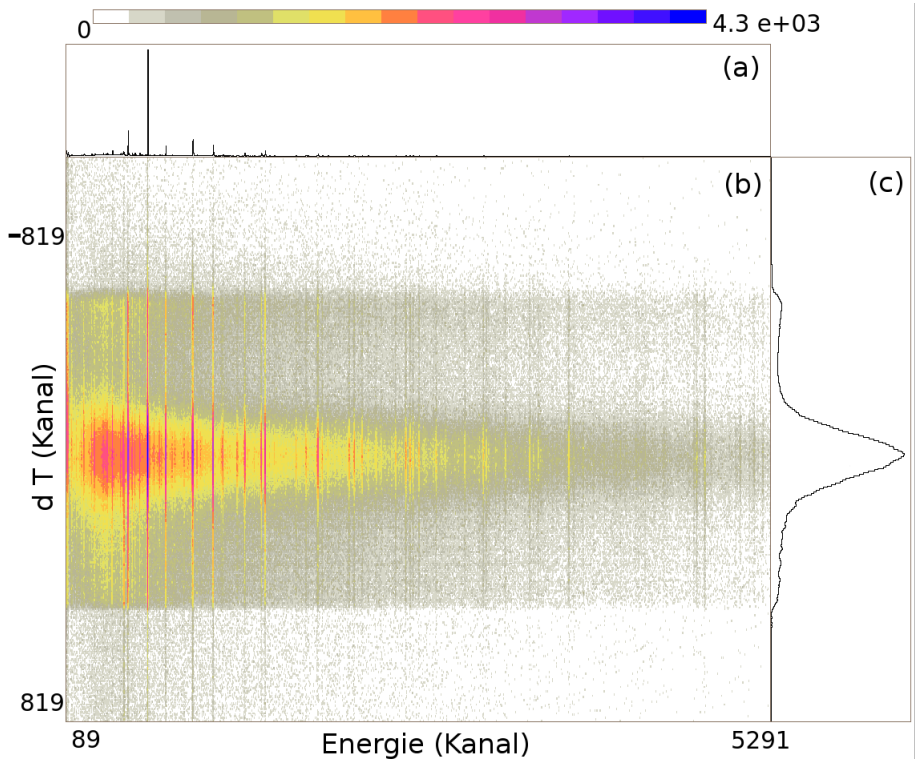


Abbildung 5.5: (b) Dargestellt sind die Ereignisse in der $\Delta t - E$ Ebene für einen HPGe-Cloverdetektor relativ zu den übrigen HPGe-Detektoren. Die Ereignisse sind in einem Farbcode logarithmisch angegeben. Bei niedrigen γ -Energien nimmt die Zeitauflösung ab. (a) Gezeigt ist die Projektion auf die Energieachse. (c) Gezeigt ist die Projektion auf die Δt -Achse.

Aus der Messung der Verzweigungsverhältnisse und der Multipolaritäten der Übergänge folgte, dass unter anderem die Zustände bei 3000 keV, 3024 keV, 3139 keV möglicherweise $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode in ^{152}Gd sind. Für eine solche Zuordnung ist die Bestimmung der Anregungsstärke und der Parität der jeweiligen Zustände notwendig. Entsprechende Experimente werden im folgenden Unterkapitel vorgestellt.

Tabelle 5.1: Auflistung der Ergebnisse der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung an ^{152}Gd . Für die Zuweisung des Gesamtdrehimpulses wurde ein 2σ -Vertrauensintervall um die experimentell bestimmten Werte a_2 und a_4 verwendet und Übergänge mit Multipolordnung $\lambda \geq 3$ ausgeschlossen. Die Zerfallsverzweigungsverhältnisse Γ_i/Γ_x sind relativ zum Übergang in den Grundzustand oder - sofern dieser nicht beobachtet wurde - relativ zum Übergang zum 2_1^+ Zustand angegeben. Sofern der Zustand bereits bekannt war, ist J^π aus [ArtnaCohen96] angegeben.

E_x (keV)	J_{lit}^π	J_{neu}^π	E_γ (keV)	J_f^π	Γ_f/Γ_x	a_2	a_4
2687	(2^+)	1,2	2342	2_1^+	1.00(6)	0.38(13)	0.00(14)
			2075	0_2^+	0.76(7) [♡]		
2708	2^+	2	2708	0_1^+	1.00(5)	0.24(7)	0.16(8)
			2364	2_1^+	6.00(30)		
			2093	0_2^+	3.56(19)		
			1778	2_2^+	2.89(15)		
2718	(2^+)	2	2718	0_1^+	1.00(3)	0.236(55)	0.058(60)
			2374	2_1^+	3.32(12)		
			2103	0_2^+	1.97(8)		
2728	2^+	1,2	2384	2_1^+	1.00(6)	0.27(13)	0.11(14)
			2113	0_2^+	0.54(6)		
			1798	2_2^+	1.03(8)		
2733	♠		2733	0_1^+	1.00(7)		
			2118	0_2^+	3.34(28)		
2739	♠	1,2,3	2397	2_1^+	1.0 [♡]	-0.18(21)	-0.13(22)
			1809	2_2^+	◇		
2748	(2^+)	2	2748	0_1^+	1.00(18)	-0.02(5)	0.11(5)
			2404	2_1^+	33.7(59)		

Fortsetzung auf nächster Seite

Tabelle 5.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite							
E_x (keV)	J_{lit}^π	J_{neu}^π	E_γ (keV)	J_f^π	Γ_f/Γ_x	a_2	a_4
			1993	4_1^+	2.27(47)		
2771	♣	1,2,3	2428	2_1^+	1.0^\heartsuit	0.23(22)	-0.18(24)
			1841	2_2^+	\diamond		
2862	3^+	$1^-, 2^+$	2862	0_1^+	$1.00(14)^\heartsuit$		
			2518	2_1^+	2.54(40)	0.48(15)	-0.17(17)
			1738	3_1^-	2.52(41)		
2880	1^-	2	2880	0_1^+	1.00(8)		
			2536	2_1^+	2.62(35)	0.42(9)	0.22(9)
			2265	0_2^+	0.59(10)		
			2127	4_1^+	\diamond		
			1951	2_2^+	\diamond		
			1771	2_3^+	1.08(10)		
			1756	3_1^-	6.46(56)		
2895	♣		2551	2_1^+	1.0^\diamond		
2914	2^+	2	2570	2_1^+	1.00(5)	-0.01(12)	0.03(13)
			2299	0_2^+	0.31(6)		
			2158	4_1^+	0.71(7)		
2922	♣	(2)	2578	2_1^+	1.0^\diamond	-0.49(32)	0.67(31)
2926	♣		2171	4_1^+	1.0^\diamond		
			1818	2_3^+	\diamond		
2932	$(2^+, 3^+)^\clubsuit$	2,3	2588	2_1^+	1.00(3)		
			2176	4_1^+	0.34(3)		
2946	♣	1,2,3	2602	2_1^+	1.0	0.24(20)	0.15(21)
			2015	2_2^+	\diamond		
2963	$2^+ \clubsuit$	2	2619	2_1^+	1.00(5)	0.32(9)	0.07(10)
			2208	4_1^+	\diamond		
			2033	2_2^+	0.68(6)		
2980	♣		2225	4_1^+	1.0^\heartsuit		
			2050	2_2^+	\diamond		
3000	♣	1,2	3000	0_1^+	1.00(23)		
			2655	2_1^+	$1.77(44)^\diamond$	0.48(24)	0.03(26)
3006	3^-	2,3	2662	2_1^+	1.00(5)	-0.03(11)	0.01(12)
			2251	4_1^+	0.61(6)		
			2076	2_2^+	0.79(7)		
3011	♣	2	2667	2_1^+	1.00(7)	0.01(14)	-0.02(15)

Fortsetzung auf nächster Seite

Tabelle 5.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite							
E_x (keV)	J_{lit}^π	J_{neu}^π	E_γ (keV)	J_f^π	Γ_f/Γ_x	a_2	a_4
			2496	0_2^+	$0.83(20)^\heartsuit$		
			2256	4_1^+	$1.01(7)$		
3024	$1^+, 2^+$	1,2,3	2680	2_1^+	1.0^\diamond	-0.49(41)	0.48(42)
			1915	2_3^+			
3038	\clubsuit		2694	2_1^+	1.0		
3042	2^+	2	3042	0_1^+	$1.00(10)^\heartsuit$		
			2698	2_1^+	$2.30(25)$	0.26(10)	0.09(10)
3047	\spadesuit	1,2,3	2703	2_1^+	1.0	0.24(20)	0.25(22)
3066	\spadesuit	2,3	2722	2_1^+	1.0	-0.07(23)	0.05(25)
			2311	4_1^+	\diamond		
3087	$2^+ \clubsuit$	2	2743	2_1^+	1.0	0.31(19)	0.16(20)
			2333	4_1^+	\diamond		
3098	(+)	2	2754	2_1^+	1.0	0.43(17)	0.17(18)
3112	\spadesuit		2768	2_1^+	1.0		
3121	\spadesuit		2777	2_1^+	1.0		
3132	\spadesuit		2788	2_1^+	1.0^\diamond		
3139	1^-	1,2	3139	0_1^+	$1.00(23)$		
			2795	2_1^+	$3.65(93)$	0.25(17)	0.06(19)
			2524	0_2^+	$4.8(12)^\heartsuit$		
			1824	1_1^-	$4.1(10)$		
3152	\spadesuit	2,3	2808	2_1^+	$1.00(16)$	0.16(27)	-0.03(29)
			2397	4_1^+	$2.61(47)^\heartsuit$		
3164	$1, 2^+$		3164	0_1^+	$1.00(11)^\heartsuit$		
			2820	2_1^+	$0.28(8)$		
3182	\spadesuit		2838	2_1^+	$1.00(22)$		
			2426	4_1^+	$3.25(76)^\heartsuit$		
3205	$(1)^-$	1,2,3	3205	0_1^+	$1.00(17)$		
			2861	2_1^+	$1.43(32)^\heartsuit$	0.10(18)	-0.04(20)
			2450	4_1^+	\diamond		
3213	\spadesuit	1,2,3	2869	2_1^+	1.0	0.36(27)	0.25(28)
			2596	0_2^+	\diamond		
3232	\spadesuit		2888	2_1^+	1.0^\diamond		
			1917	1_1^-	\diamond		
3235	\spadesuit	1,2,3	2891	2_1^+	1.0	0.13(17)	0.25(18)
			2479	4_1^+	\diamond		

Fortsetzung auf nächster Seite



Tabelle 5.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

E_x (keV)	J_{lit}^π	J_{neu}^π	E_γ (keV)	J_f^π	Γ_f/Γ_x	a_2	a_4
3237	♣		2893	2_1^+	1.0		
3250	$(1)^-$	2,3	2906	2_1^+	1.00(14)	0.11(23)	0.31(24)
			2495	4_1^+	1.78(30) [♡]		
3284	$(1^+, 2^+)$	1,2	2940	2_1^+	1.0	0.31(16)	-0.06(17)
3306	♣	0,1,2	2962	2_1^+	1.0	0.62(51)	0.78(51)
3325	♣	1,2,3	3325	0_1^+	1.00(16)		
			2981	2_1^+	1.08(25)	0.02(26)	0.43(27)
3339	$(1, 2^+)$	1,2,3	2995	2_1^+	1.0	0.22(25)	-0.05(27)
			2584	4_1^+	◇		
3386	♣	1,2	3042	2_1^+	1.0 [♡]	0.62(29)	-0.14(31)
3400	♣	1,2,3	3056	2_1^+	1.0	0.53(50)	0.21(52)
			2644	4_1^+	◇		
3450	♣	1,2	3106	2_1^+	1.0 [◇]	0.52(33)	-0.01(37)
			2677	4_1^+	◇		
3503	♣	1,2	3159	2_1^+	1.0	0.52(32)	0.19(35)
3509	♣	2	3165	2_1^+	1.00(11) [♡]	0.08(22)	0.43(24)
			2753	4_1^+	0.52(16)		
3518	♣	1,2,3	3174	2_1^+	1.0	-0.10(37)	0.34(39)
3570	$(1, 2^+)$	1,2	3226	2_1^+	1.0 [◇]	0.65(33)	-0.07(35)

♣ Zustand erstmals in diesem Experiment beobachtet

♡ Dublett: Γ_i/Γ_x nicht eindeutig

◇ Übergang nur in Koinzidenz beobachtet

♣ [ArtnaCohen96] gibt weitere Zerfallszweige an

5.2 Kernresonanzfluoreszenz an ^{152}Gd

Zur Bestimmung der $M1$ -Stärke von $J = 1^+$ Zuständen der Scherenmode in ^{152}Gd wurde die Methode der KRF verwendet. Die Kombination spinselektiver Anregung der Photonen und hochauflösender γ -Spektroskopie erlaubt in günstigen Fällen eine Bestimmung von $B(M1) \uparrow > 0.01 \mu_N^2$.

Für die Bestimmung der $M1$ -Stärkeverteilung in ^{152}Gd wurden KRF-Experimente an zwei unterschiedlichen Anlagen durchgeführt: Zum einen Experimente am *Darmstadt High Intensity Photon Setup* (DHIPS) [Sonnabend11] am *Superconducting DArmstadt electron LINear ACcelerator* (S-DALINAC) an der TU Darmstadt und zum anderen Experimente an dem *High-Intensity γ -ray Source* (HIGS) Setup [Weller09] des Triangle Universities Nuclear Laboratory (TUNL). An ersterem kann die absolute Anregungsstärke bestimmt werden; an letzterem dagegen die Paritätsquantenzahl der angeregten Zustände.

Experimenteller Aufbau und Durchführung der DHIPS Messung

Die KRF-Experimente zur Bestimmung der Anregungsstärke von $J = 1$ Zuständen wurden am DHIPS (siehe Abb. 5.6) hinter dem Injektormodul des S-DALINAC durchgeführt. Ein 3.5 mm dickes Gold-Bremstarget stoppte den Elektronenstrahl, der eine Energie von $E_e = 4.5$ MeV besaß. Dabei entstehen Bremsstrahlungsphotonen, die eine kontinuierliche Energieverteilung bis zur Elektronenenergie aufweisen. Die Bremsstrahlungsphotonen regten resonant Zustände im Target an.

Als Target wurde Gd-Oxid verwendet, das zu 32.5% im Isotop ^{152}Gd angereichert war und ein Gd-Elementargewicht von 2191 mg besaß (2525.4 mg Gd_2O_3). Die genaue Zusammensetzung des Targets findet sich in Tabelle 5.2. Die gestreuten Photonen wurden mittels zweier großvolumiger HPGe Detektoren unter 90° und 130° relativ zur Strahlachse nachgewiesen. Ein Ausschnitt des gemessenen Spektrums findet sich in Abb. 5.7. Zur Reduktion niederenergetischer γ -Quanten wurde je 1 cm Kupfer und 1 cm Blei vor den Detektoröffnungen platziert. In Abhängigkeit von der Photonenenergie gibt es die Wahrscheinlichkeit, dass nicht die gesamte Energie im Detektorkristall deponiert wird. Zum einen kann das Photon nur einen Teil der Energie über Comptonstreuung deponieren und anschließend den Detektor verlassen (Comptonscape). Zum anderen kann Paarbildung stattfinden, und die 511 keV γ -Quanten der darauf folgenden Rekombination des Positrons mit einem Elektron

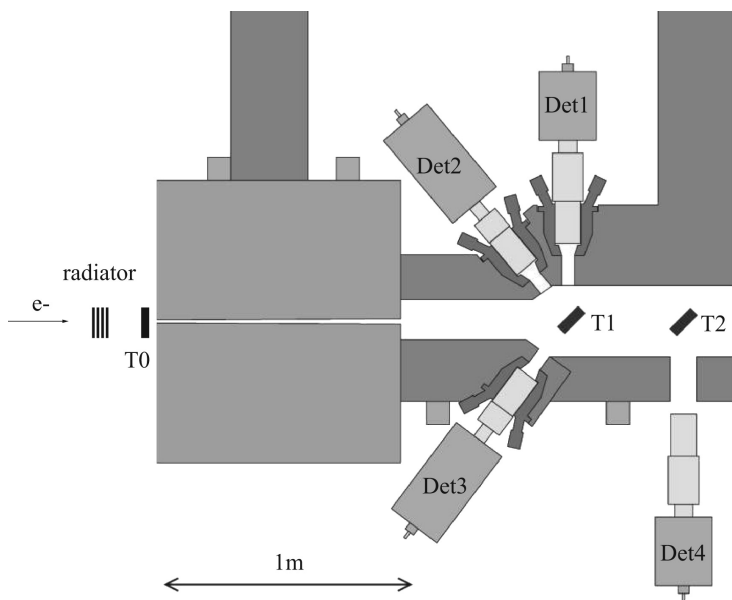


Abbildung 5.6: DHIPS am S-DALINAC. Elektronenstrahlen bis 10 MeV werden in einem Radiatortarget gestoppt, wobei Bremsstrahlung emittiert wird. Zwei Experimentierplätze (T1 und T2) sind für KRF-Experimente verfügbar. Entnommen aus Ref. [Sonnabend11].

können (mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit) den Detektor verlassen (sog. Escape-Linien). Um solche Ereignisse in der Datenaufnahme zu unterdrücken, wurde eine Anti-Koinzidenz mit einem, den jeweiligen HPGe Detektor umgebenden Bismutgermanat (BGO) Szintillationsdetektor verwendet. Alle 10 min wurden die gemessenen Spektren in separate Dateien gespeichert, um mögliche zeitliche Veränderungen der Verstärkung der Vorverstärker (und damit der Kanal-Energie-Zuordnung) im Nachhinein korrigieren zu können. Der Photonenfluss während des Experiments wurde relativ zum simultan bestrahlten ^{27}Al bestimmt. Die integrierten Wirkungsquerschnitte in ^{27}Al sind bekannt [Pietralla95a] und finden sich in Tabelle 4.1. Zwei Aluminiumscheiben mit einer Masse von 211 mg und 229 mg wurden auf der Vorder- bzw. Rückseite des eigentlichen Targetmaterials befestigt. Die verwendeten Aluminiumscheiben bestanden zu 99.5% aus ^{27}Al . Um auszuschließen, dass Übergänge in ^{152}Gd von

Tabelle 5.2: Zusammensetzung des KRF-Targets. Hergestellt wurde das isotonenangereicherte Gd-Target vom Oak Ridge National Laboratory, die ebenfalls die Daten zur Masse und zur Isotopenzusammensetzung lieferten. Das Target bestand aus 2191 mg Gd (2525.4 mg Gd_2O_3) und 440(1) mg Al, wobei nur eine der KRF-Messungen mit Al durchgeführt wurde.

Isotop	Massenanteil (%)	Masse (mg)	Anzahl Atomkerne N_T (10^{21})
^{152}Gd	32.47(30)	711.4(66)	2.819(26)
^{154}Gd	4.44(13)	97.3(28)	0.381(11)
^{155}Gd	16.61(20)	363.9(44)	1.414(17)
^{156}Gd	15.94(20)	349.2(44)	1.348(17)
^{157}Gd	9.72(5)	213.0(11)	0.817(4)
^{158}Gd	12.62(8)	276.5(18)	1.054(7)
^{160}Gd	8.20(5)	179.7(11)	0.676(4)
^{27}Al	99.5	437.8(11)	9.765(25)

Übergängen in ^{27}Al überlagert werden, wurde eine weitere Messung ohne Al durchgeführt. Der Photonenfluss der zweiten Messung wurde über die stärksten Übergänge, die vom eigentlichen Targetmaterial stammen, an die erste Messung skaliert. Zur Effizienz- und Energiekalibrierung wurde im Anschluss an das Experiment eine ^{56}Co -Quellenmessung vorgenommen.

Auswertung und Ergebnisse der DHIPS Messung

Zur Bestimmung des Effizienzverlaufs wurden die Parameter aus Glg. (5.1) an die Intensitäten der ^{56}Co -Messung für beide Detektoren angepasst. Der Photonenfluss wurde über die Schiffformel [Schiff51] beschrieben, die an die Intensität der bekannten γ -Übergänge im simultan bestrahlten ^{27}Al skaliert wurde (vgl. Abb. 5.8). Um den Photonenfluss in der Messung ohne den Kalibrationsstandard (w_{Al}) ^{27}Al zu bestimmen, wurden die Intensitäten der stärksten Übergänge angeregter Zustände im Target verwendet. Der Skalierungsfaktor zwischen den beiden Messungen beträgt:

$$f_{w\text{Al}/w_{\text{Al}}} = I_{w\text{Al}}^{\text{ref}} / I_{w_{\text{Al}}}^{\text{ref}} = 1.417 \pm 0.060$$

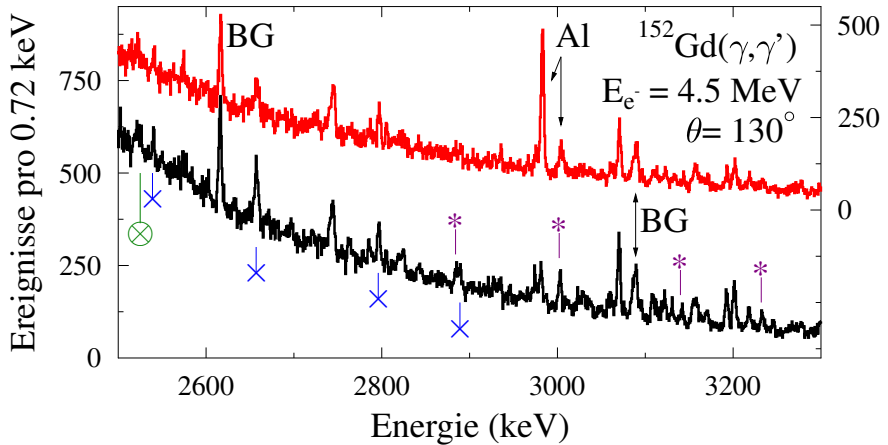


Abbildung 5.7: Spektrum der $^{152}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messungen für den Detektor unter $\theta = 130^\circ$ für den Energiebereich von 2.5 bis 3.3 MeV. Die Messung mit Kalibrierungsstandard ^{27}Al (oberes Spektrum, rot) verwendet die rechte y-Achse. Die Messung ohne Kalibrierungsstandard (unteres Spektrum, schwarz) verwendet die linke y-Achse. Übergänge aus natürlichen Zerfällen oder Targetverunreinigungen sind mit "BG" und Übergänge im Kalibrationstarget ^{27}Al mit "Al" gekennzeichnet. Übergänge von dipolangeregten Zuständen in ^{152}Gd zum Grundzustand sind mit lila "*", zum 2_1^+ Zustand mit blauem "x" und zum 0_2^+ Zustand mit grünem "O" markiert.

Hier ist eine einfache Skalierung über das Peakflächenverhältnis der Referenzpeaks in beiden Messungen ausreichend, da alle sonstigen, für den Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums relevanten Parameter des Experiments nicht verändert wurden (Elektronenenergie, Filter vor den Detektoren, Bremstargetmaterial und -dicke). Während der Messung ohne Kalibrationsstandard veränderte sich mehrfach die Verstärkung des Detektors unter 90° . Vor der Summation der Teilspektren wurde für die betroffenen Teilspektren eine Energie-Rekalibrierung durchgeführt.

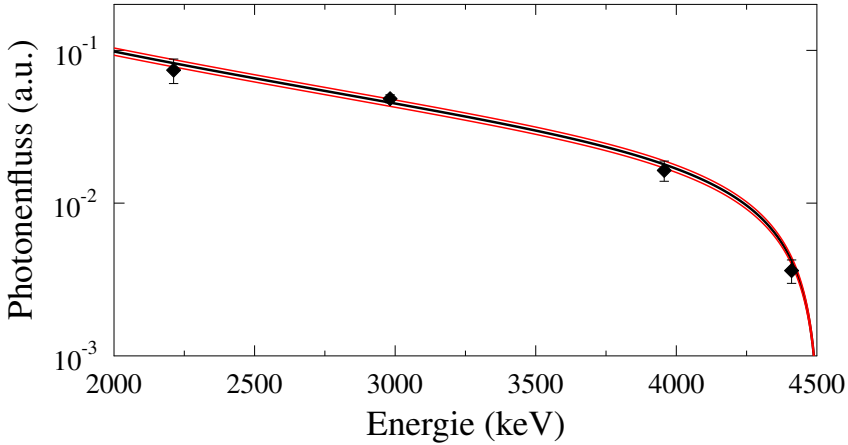


Abbildung 5.8: Verlauf des Photonenflusses (schwarz) im $^{152}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Experiment mit 1σ -Vertrauensintervall (rot). Der Photonenfluss wurde relativ zu bekannten integrierten Wirkungsquerschnitten in ^{27}Al bestimmt. Da im Experiment zwei HPGe-Detektoren verwendet wurden, wurden zu jedem Übergang in ^{27}Al zwei Messwerte aufgenommen, die auf die aktive Messzeit (Lifetime) des Detektors unter $\theta = 130^\circ$ normiert wurden.

Für alle beobachteten γ -Übergänge wurde zunächst nach einer Übereinstimmung mit bekannten Übergängen in den ebenfalls im Target enthaltenen übrigen Gd-Isotopen, mit Targetverunreinigungen (wie z.B. ^{13}C) oder aus natürlichen Zerfällen gesucht. Handelte es sich um Übergänge in den Nachbarisotopen, wurden zudem die integrierten Wirkungsquerschnitte, die in diesen Experimenten bestimmt werden konnten, mit denen aus früheren Messungen verglichen. Für die restlichen Übergänge unterhalb 3.5 MeV wurde angenommen, dass sie ^{152}Gd zuzuordnen sind. Übergänge oberhalb 3.5 MeV können keinem der Gd-Isotope eindeutig zugeordnet werden, da ab 3.5 MeV nicht für alle Isotope vollständige spektroskopische Daten vorliegen. Aus dem Verhältnis der gemessenen Intensität $w = I_\gamma(\theta=90^\circ)/I_\gamma(\theta=130^\circ)$ kann die Multipolordnung des jeweiligen Übergangs nach Glg. (4.18) bestimmt werden. Für eine $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ Kaskade ergibt sich nach Glg. (4.22) $w = 0.71$. Dabei muss unterschiedlichen

Totzeiten der beiden HPGe-Detektoren Rechnung getragen werden. Aus den bestimmten Peakflächen der Übergänge in ^{152}Gd lässt sich dann die Größe $\Gamma_0 \cdot \Gamma_i / \Gamma$ für jeden beobachteten Zustand nach Glg. (4.6) und (4.10) berechnen. Sind alle Verzweungsverhältnisse Γ_i / Γ_0 bekannt, kann die Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 und damit die Lebensdauer und reduzierte Übergangsstärke des Zustands bestimmt werden. Hierzu und für eine eindeutige Zuordnung der beobachteten γ -Übergänge zu dem Isotop ^{152}Gd wurden zudem die Messergebnisse der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung (siehe Kapitel 5.1) herangezogen. Eine Auflistung aller Messergebnisse, die Übergängen in ^{152}Gd zugeordnet werden konnten, findet sich in Tabelle 5.3. Insgesamt konnten Zerfälle von fünf Zuständen in ^{152}Gd beobachtet werden, für die noch keine Lebensdauern bzw. Anregungsstärken bekannt waren. In der Literatur [ArtnaCohen96] werden zwei dieser Zustände bereits erwähnt: der $J = 1^-$ Zustand bei 1314 keV und der $J = 1^-$ Zustand bei 3140 keV, wobei bei letzterem die Parität nicht direkt gemessen, sondern aus Zerfallseigenschaften gefolgert wurde.

In Tab. 5.4 ist ein Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte für Übergänge in den Nachbarisotopen $^{154,156,158,160}\text{Gd}$ dieser Messung mit Literaturwerten angegeben. Eine Übereinstimmung dieser Messung mit vorherigen [Pitz89, Friedrichs94] und der $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ dieser Arbeit (Kapitel 6) ist innerhalb einer 2σ -Umgebung festzustellen (vgl. Abb. 5.9). Ein Vergleich der Abweichungen der integrierten Wirkungsquerschnitte $(I_{s,0} - I_{s,0}^{\text{Lit.}}) / \sigma$ mit der Hypothese perfekter Übereinstimmung [= 0] ergibt ein reduziertes χ^2 von 2.1. In den vorherigen Messungen wurden isotonenangereicherte Targetmaterialien verwendet, die eine sensitivere und eindeutige Messung erlauben. Durch die hohe Übergangsdichte konnten einige Übergänge auf Grund von Überlagerungen mit weiteren Übergängen nicht aufgelöst werden. Die entsprechenden in Tab. 5.4 angegebenen integrierten Wirkungsquerschnitte berücksichtigen solche Effekte, indem mittels bekannter Verzweungsverhältnisse korrigiert wurde. Zu beachten ist auch, dass das anregende Photonenspektrum in den vorherigen Messungen eine andere Verteilung hatte (anderes Bremstargetmaterial, andere Elektronenenergie). Dadurch kann es zu Fütterung der tiefliegenden Zuständen durch Zustände bei Energien kommen, die in den früheren Messungen nicht bevölkert wurden. Zudem ist das Untergrundniveau höher, als es in einer entsprechenden Messung mit einem stärker isotonenangereichertem Target wäre, da durch die hohe Übergangsdichte der durch Compton-escape Ereignisse erzeugte Untergrund erhöht wird. Dies beeinflusst außerdem die benötigte Statistik negativ, um einen Übergang als solchen zu erkennen.

Tabelle 5.3: Ergebnisse der $^{152}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messung für Übergänge in ^{152}Gd . Ist für das Intensitätsverhältnis $w = I_{\gamma(90^\circ)}/I_{\gamma(130^\circ)}$ kein Wert angegeben, so wurde der entsprechende Übergang nur in einem der beiden Detektoren gegen den Untergrund aufgelöst. Die Paritäten wurden mittels der $^{152}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma')$ Messungen (siehe Tabelle 5.6) bestimmt.

E_x (keV)	J_x	E_γ (keV)	J_f	w	$I_{s,f}$ (eVb)	Γ_f/Γ_0	Γ_0 (meV)	$B(E1) \uparrow$ ($10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$)	$B(M1) \uparrow$ (μ_N^2)
1314	1^-^a	1314	0_1^+	-	32.7(37) ^b		8(1) ^c	10.6(12)	
2883	1^-	2883	0_1^+	0.93(28)	11.1(22)	1.00(19)	15(4)	1.8(5)	
		2539	2_1^+	-	9.5(27) ^d	0.85(35)			
3000	1^-	3001	0_1^+	0.48(10)	21.8(36)	1.00(22) ^e	41(13)	4.3(14)	(0.45(12))
		2656	2_1^+	0.55(16)	29.2(56)	1.77(44) ^e			
3140	$1^{(+)a}$	3140	0_1^+	0.64(18)	12.3(19)	1.00(15)	33(8)	(3.1(7))	0.28(6)
		2796	2_1^+	-	15.3(39) ^d	1.25(29)			
		2525	0_2^+	-	11.4(37)	0.93(36)			
3232	1	3232	0_1^+	0.58(13)	8.7(27) ^d	1.00(31)	23(9)	2.0(8)	0.18(7)
		2888	2_1^+	-	16.7(32)	1.93(36)			

^a[ArtnaCohen96]: $J^\pi = 1^-$

^bkeine Fütterung explizit beobachtet

^cberechnet mit Verzweigungsverhältnis aus [ArtnaCohen96]

^düberlagert mit einem Übergang in einem der anderen Gd-Isotope;

mit Hilfe bekannter $I_{s,0}$ bzw. Γ_{21^+}/Γ_0 korrigiert

^eVerzweigungsverhältnis aus Tabelle 5.1

Übergänge in $^{155,157}\text{Gd}$ wurden nicht beobachtet. In diesen Isotopen ist die Anregungsstärke stärker fragmentiert als in den gg-Gd-Isotopen. Eine Abschätzung der zu erwartenden Zählrate der stärksten Anregungen in $^{155,157}\text{Gd}$ ergibt Raten unterhalb des Sensitivitätslimits.

In Tabelle 5.5 sind diejenigen Übergänge angegeben, die über ihre Winkelverteilung als $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ Spinsequenz identifiziert, aber nicht eindeutig einem Gd-Isotop zugeordnet werden konnten. Abgesehen von dem 3022 keV Übergang liegen diese Übergänge oberhalb von 3.5 MeV. Ab dieser Energie sind keine Informationen über Dipolanregungen in den Nachbarisotopen (mit Ausnahme von ^{158}Gd) vorhanden.

Tabelle 5.4: Ergebnisse der $^{152}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messungen für Übergänge in den Nachbarisotopen $^{154,156,158,160}\text{Gd}$ und Vergleich mit früheren Messungen [Pitz89, Friedrichs94] und der $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messung dieser Arbeit (siehe Kapitel 6). Nur Übergänge in den Grundzustand des jeweiligen Nuklids wurden ausgewertet. Ist für das Intensitätsverhältnis $w = I_\gamma(90^\circ)/I_\gamma(130^\circ)$ kein Wert angegeben, so wurde der entsprechende Übergang nur in einem der beiden Detektoren gegen den Untergrund aufgelöst.

Isotop	E_x (keV)	J^π Lit.	w	$I_{s,0}$ (eV b)	$I_{s,0}$ (eV b) Lit.
^{154}Gd	2934	1^+	0.88(27)	107(15)	143(16)
^{156}Gd	2027	1^+	-	13.4(46)	10.9(34)
	2404	1^+	-	35.3(47)	21.7(42)
	2539 ^a	1^-	-	26.5(46)	11.1(27) ^b
	2743 ^a	1^-	0.66(13)	- ^c	20.6(40)
	2785	1^+	-	27.2(46)	17.8(36)
	2973	1^+	-	37.9(52)	31.1(57)
	3010	1^+	-	13.8(38)	7.5(18)
	3069	1^+	0.58(5)	118(8)	98(18)
	3120 ^a	1^+	0.58(11)	8.4(87)	8.0(21)
	3158 ^a	1^+	0.80(15)	46.5(56)	30.9(61)
	3218 ^a	1^+	0.66(12)	27.2(55)	28.7(58)
^{158}Gd	2447	1^+	-	18.1(68)	9.2(19)
	2600	1^+	-	30.1(58)	10.7(27)
	2804	1^+	1.17(35)	32.7(67)	27.2(38)

Fortsetzung auf nächster Seite

Tabelle 5.4 – Fortsetzung von vorheriger Seite					
Isotop	E_x (keV)	J^π Lit.	w	$I_{s,0}$ (eV b)	$I_{s,0}$ (eV b) Lit.
^{160}Gd	2841	1^+	-	16.4(89)	14.8(23)
	2985	1^+	-	7.0(19)	14.2(22)
	3107	1^+	0.53(11)	46.4(88)	38.7(46)
	3192	1^+	0.65(15)	61.7(81)	63.4(73)
	3200 ^a	1^+	0.55(10)	68(10)	68.1(80)
	3287	1^+	-	11.8(43)	6.7(16)
	3298	1^+	-	34.9(73)	32.2(43)
	3470	1^+	-	17.0(73)	7.3(18)
	3823 ^d	1^-	0.62(30)	32(11)	11.3(38)
	2796 ^a	1^+	0.61(10)	- ^e	63.3(90)
	3130 ^a	1^+	-	26(19)	14.6(14)
	3169 ^a	1^+	-	53.2(89)	54.8(71)
	3276	1^+	0.78(21)	51.8(71)	52.5(70)
	3306	1^+	-	53.9(83)	37.9(57)
	3329 ^f	1^+	-	32.0(72)	19.0(33)
	3340	1^+	-	20.5(90)	23.2(29)
	3415	1^+	0.75(21)	64.2(83)	35.9(49)
	3458	1^+	1.31(48)	51(11)	31.8(62)
	3476	1^+	-	48(13)	34.6(60)

^aÜberlagerung mit einem weiteren Übergang

^bIntensitätsverzweigung $\Gamma_2/\Gamma_0 = 0.69(17)$ anstatt 1.34(28) [Pitz89]

^cÜberlagerung von vier Übergängen

^dzugehöriger Übergang in 2_1^+ Zustand nicht beobachtet

^eÜbergang in ^{152}Gd ; Literaturwert verwendet zur Korrektur

^fDublett

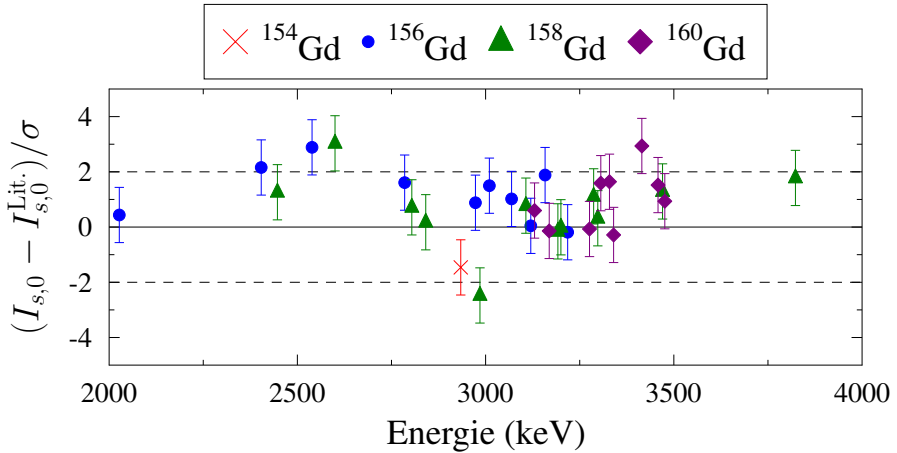


Abbildung 5.9: Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte der Übergänge in den jeweiligen Grundzustand in $^{154,156,158,160}\text{Gd}$ dieser Messung mit früheren Messungen [Pitz89, Friedrichs94] und der $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messung dieser Arbeit (siehe Kapitel 6). Die Differenz wurde auf die jeweilige Unsicherheit normiert. Die größten Abweichungen sind durch Überlagerungen mit weiteren Übergängen zu erklären.

Tabelle 5.5: Auflistung der Messergebnisse der $^{152}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messungen für Übergänge, die keinem Isotop eindeutig zugeordnet werden konnten. In allen Fällen handelt es sich wahrscheinlich um die Spinsequenz $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$, da die Winkelverteilung $w = I_\gamma(90^\circ)/I_\gamma(130^\circ)$ mit dem theoretischen Wert von 0.71 übereinstimmt.

E_γ (keV)	w	$I_{s,0} \cdot N_T$ (10^{22} eV b)
3022	0.71(24)	2.8(5)
3520	0.54(31)	3.4(9)
3587	0.62(28)	2.9(6)
3699	0.63(26)	3.6(7)
3965	0.65(25)	6.1(11)
4091	0.70(31)	4.9(11)
4108	0.72(22)	8.6(14)

Experimenteller Aufbau und Durchführung der HIGS Messung

Zur direkten Bestimmung der Paritätsquantenzahl eignet sich das HIGS Setup. Dort stehen quasi-monoenergetische, linear polarisierte γ -Strahlen im Eingangskanal zur Verfügung, deren mittlere Energie über einen weiten Energiebereich modifiziert werden kann. Eine genauere Beschreibung der Anlage und der Erzeugung der linear polarisierten γ -Strahlen erfolgt in Kapitel 7.

Als Target wurde jenes Target verwendet, das auch in der DHIPS Messung untersucht wurde (siehe Tabelle 5.2 ohne Al). Die abregende Strahlung der resonant angeregten Zustände wurde mit dem γ^3 -Setup [Löher13] gemessen. In der Messung wurden vier HPGe-Detektoren verwendet, die unter den Winkeln $(\theta, \phi) = (90^\circ, 0^\circ), (90^\circ, 90^\circ), (135^\circ, 315^\circ)$ und $(135^\circ, 225^\circ)$ positioniert waren, sowie sechs Lanthanbromid (LaBr) Detektoren, die in dieser Auswertung allerdings nicht berücksichtigt wurden. Hierbei ist θ der Winkel zur Strahlachse und ϕ wird relativ zur Ebene angegeben, die durch den E-Feldvektor der polarisierten γ -Strahlen definiert ist.

Um die Parität der in der DHIPS Messung gefundenen $J = 1$ Zustände zu bestimmen, wurden 3 Messungen mit mittleren Photonenenergien von 2.88, 3.00 und 3.18 MeV durchgeführt. Die spektrale Verteilung des anregenden Photonenstrahls hatte dabei ein FWHM von etwa 4% der mittleren Strahlenergie. Die Spektren der 3.18 MeV Messung sind für die Detektoren unter $(90^\circ, 0^\circ)$ und $(90^\circ, 90^\circ)$ in Abbildung 5.10 gegeben. Zur Effizienz- und Energiekalibrierung wurde im Anschluss an die Experimente eine ^{56}Co -Quellenmessung durchgeführt.

Auswertung und Ergebnisse der HIGS Messung

Die abregenden γ -Quanten unterliegen - je nach Parität des angeregten Zustands - einer Winkelverteilung nach Gleichung (4.27). Je nach Parität ist die abregende Strahlung unter $\theta = 90^\circ$ in Polarisationsrichtung ($\parallel, \phi = 0^\circ$) und senkrecht dazu ($\perp, \phi = 90^\circ$) signifikant unterschiedlich. Durch Bestimmung der Asymmetrie nach der Formel:

$$q\Sigma = \frac{A_{\parallel}/\epsilon_{\parallel} - A_{\perp}/\epsilon_{\perp}}{A_{\parallel}/\epsilon_{\parallel} + A_{\perp}/\epsilon_{\perp}} \quad (5.2)$$

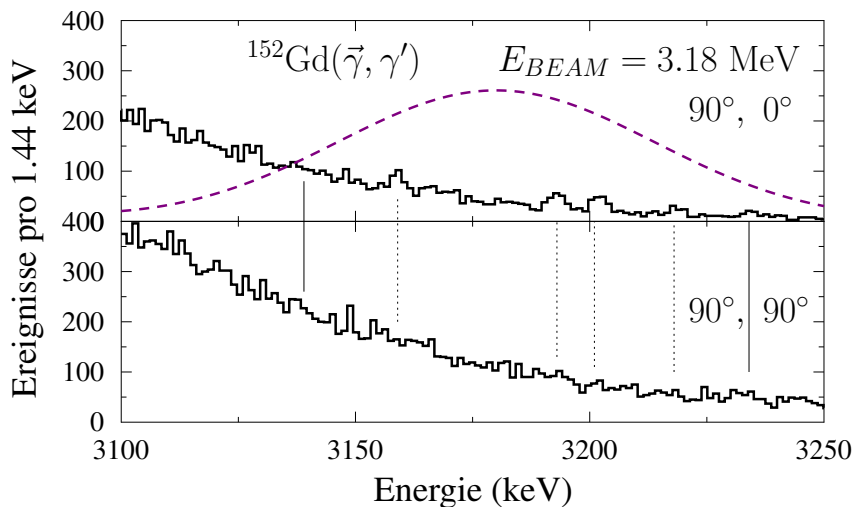


Abbildung 5.10: Spektren der $^{152}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma')$ Messung mit einer mittleren Strahlenergie von 3.18 MeV. Das obere Spektrum ist parallel zur Polarisation der inzidenten Photonen aufgenommen, das untere senkrecht dazu. Durchgezogene Linien kennzeichnen die Energiepositionen der Zustände in ^{152}Gd , gestrichelte Linien die Energiepositionen für Zustände in anderen Gd-Isotopen. Die lila gestrichelte Linie gibt schematisch die Energieverteilung der anregenden Photonen an.

eines Übergangs kann direkt auf die Parität des Zustands geschlossen werden. Hier ist Σ die theoretische Asymmetrie

$$\Sigma = \begin{cases} 1 & \text{für } 0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+ \\ -1 & \text{für } 0^+ \rightarrow 1^- \rightarrow 0^+ \end{cases} \quad (5.3)$$

und q ein Faktor kleiner 1, der auf experimentelle Abhängigkeiten korrigiert. q hängt von der Target-Detektor-Entfernung, den Öffnungswinkeln der Detektoren, dem Strahldurchmesser und der Targetgröße ab. Tabelle 5.6 gibt die experimentell bestimmten Asymmetrien für alle beobachteten Übergänge an. Auf Grund der hohen Übergangsdichte, des niedrigen Anreicherungsgrads des Targets und der kurzen Messzeiten wurden Peaks mit geringer Statistik gemessen.

Ihre Peakflächen konnten daher nicht durch eine Gaußverteilung angepasst werden, sondern wurden über Integration bestimmt. Die Wahl des Untergrundniveaus führt bei der Auswertung zu großen Unsicherheiten und teilweise zu negativen Peakflächen.

Die meisten der beobachteten Übergänge stammen aus den Nachbarisotopen $^{156,158}\text{Gd}$. Für 6 solcher Übergänge konnten die bereits bekannten Multipolaritäten reproduziert werden. Allerdings wurde hier dem 2843 keV Zustand in ^{156}Gd negative Parität zugeordnet. Der 3128 keV Übergang, der nach Ref. [Friedrichs94] der $1^+ \rightarrow 2^+$ Übergang des Zustands bei 3218 keV in ^{156}Gd sein soll, weist in dieser Messung eine höhere Zählrate auf als der entsprechende $1^+ \rightarrow 0^+$ Übergang auf. Dies wurde auch in einer $^{156}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma)$ Messung beobachtet [Beck13]. Anscheinend liegt bei 3128 keV ein weiterer $J^\pi = 1^+$ Zustand in ^{156}Gd vor.

Tabelle 5.6: Auflistung der Peakflächen für die drei $^{152}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma')$ Messungen. Die experimentellen Asymmetrien $q\Sigma$ wurden mit dem Effizienzverhältnis $\epsilon_{\perp}/\epsilon_{\parallel} = 1.24(2)$ berechnet. Das hohe Untergrundniveau und die geringe Messzeit erlauben keine präzise Bestimmung der Paritäten der $J = 1$ Zustände in ^{152}Gd .

E_{BEAM} (MeV)	E_{γ} (keV)	Peakfläche		$q\Sigma$	Isotop	J_{neu}^{π}	J_{Lit}^{π}
		(90°, 0°)	(90°, 90°)				
2.88	2843	-43(26)	133(42)	-2.3(15)	^{158}Gd	(1 ⁻)	1 ⁺
	2853	51(26)	15(36)	0.62(76)	?	(1 ⁺)	
	2883	6(15)	79(29)	-0.83(40)	^{152}Gd	1 ⁻	
	2934	24(10)	29(17)	0.01(36)	^{154}Gd		1 ⁺
	2961	20(9)	-5(14)	1.5(19)	?	(1 ⁺)	
3.00	2974	52(25)	-24(38)	2.2(31)	^{156}Gd	(1 ⁺)	1 ⁺
	2988	4(20)	11(35)	-0.4(25)	^{158}Gd		1 ⁺
	3000	-7(17)	69(31)	-1.3(8)	^{152}Gd	(1 ⁻)	
	3010	46(16)	-16(28)	1.8(19)	^{156}Gd	(1 ⁺)	1 ⁺
	3069	58(10)	9(17)	0.78(38)	^{156}Gd	1 ⁺	1 ⁺
3.18	3106	111(36)	112(54)	0.10(29)	^{158}Gd		1 ⁺
	3128	70(31)	28(43)	0.51(59)	^{156}Gd	1 ⁺	^a
	3140	63(27)	1(40)	0.97(99)	^{152}Gd	(1 ⁺)	1 ⁻
	3159	87(23)	60(36)	0.29(30)	^{156}Gd		1 ⁺
	3193	84(16)	45(27)	0.40(27)	^{158}Gd	1 ⁺	1 ⁺
	3201	87(16)	-20(34)	1.46(68)	^{158}Gd	1 ⁺	1 ⁺
	3218	32(11)	-30(19)	7(18)	^{156}Gd	(1 ⁺)	1 ⁺
	3234	31(10)	33(20)	0.08(34)	^{152}Gd		

^alaut [Friedrichs94] der $1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang
des 3218 keV Zustands

5.3 Neue Erkenntnisse über die Scherenmode in ^{152}Gd

Die $^{152}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messungen lieferten für fünf Zustände in ^{152}Gd integrierte Wirkungsquerschnitte und teilweise Zerfallsverzweigungsverhältnisse. Die γ -Zerfälle von vier dieser Zustände konnten in der $^{152}\text{Tb}(\text{EC}, \gamma\gamma)$ Messung ebenfalls beobachtet werden. Die $^{152}\text{Gd}(\bar{\gamma}, \gamma')$ Messung ergab Rückschlüsse auf die Parität für drei dieser Zustände. Im Folgenden werden diese fünf Zustände diskutiert.

Der 1314 keV Zustand

Dieser Zustand ist ein bekannter 1^- Zustand, der als Quadrupol-Oktupolkoppelung $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1^-}$ interpretiert werden kann [Andrejtscheff01]. Die bereits bekannten Zerfälle zu tiefer liegenden Anregungen konnten in diesen KRF-Messungen nicht beobachtet werden, da sie alle unterhalb $E_\gamma = 1.022$ MeV liegen. Unterhalb dieser Energie dominiert der von Elektron-Positron-Annihilationen und Comptonstreuung im Target verursachte Untergrund das Spektrum, gegen den einzelne Übergänge in diesen Messungen nicht aufgelöst werden können. Mit den bekannten Zerfallsverzweigungsverhältnissen [ArtnaCohen96] kann aus dem gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitt die Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 und daraus die $B(E1)$ -Stärke und Lebensdauer $\tau = 137(16)$ fs berechnet werden. Dies ist die erste Messung dieser Lebensdauer. Eine Bevölkerung von höher liegenden Zuständen in ^{152}Gd wurde nicht beobachtet, kann aber auf Grund des hohen Untergrundniveaus nicht ausgeschlossen werden. Die hier ermittelte $B(E1)$ -Stärke von $10.6(12) \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$ ist daher als obere Grenze zu verstehen.

Der 2883 keV Zustand

Dieser Zustand liegt energetisch nahe an einem bekannten 1^- Zustand mit $E_x = 2880$ keV, der im ^{152}Tb EC beobachtet wurde und für den in dieser Arbeit $J = 2$ zugeordnet wurde. Allerdings zerfällt dieser bekannte 1^- Zustand stark über den 3_1^- Zustand ($E_\gamma = 1757$ keV). Dieser Übergang wurde nicht in den KRF-Messungen beobachtet, obwohl er mit $\Gamma_{3^-}/\Gamma_0 = 6.5(6)$ deutlich gegen den Untergrund aufgelöst werden könnte. Daraus ist zu schließen, dass es sich bei dem 2883 keV Zustand um einen neuen $J = 1$ Zustand handelt, der nicht (oder nur schwach) im ^{152}Tb EC bevölkert wird. Die $^{152}\text{Gd}(\bar{\gamma}, \gamma')$ Messung ergab für diesen Zustand eine Asymmetrie von $-0.83(40)$, was für einen (weiteren) 1^- Zustand spricht.

Der 3000 keV Zustand

Dieser Zustand zerfällt in den Grundzustand und den 2_1^+ Zustand. Beide Zerfälle konnten in der $^{152}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messung ohne Al beobachtet werden. Dieser Zustand wurde auch im ^{152}Tb EC beobachtet, und für die Auswertung wurden die Zerfallsverzweungsverhältnisse aus Tabelle 5.1 verwendet. Der 3000 keV Übergang wurde auch in Ref. [Zolnowski71] beobachtet, jedoch nicht im Level-schema platziert. Anhand der gemessenen Winkelverteilung kann diesem Zustand $J = 1$ zugeordnet werden. Aus der KRF-Messung mit polarisierten Photonen, kann diesem Zustand negative Parität zugewiesen werden. Allerdings besitzt die gemessene Asymmetrie $q\Sigma = -1.3(8)$ eine hohe Unsicherheit.

Der 3140 keV Zustand

Dieser Zustand wird in [ArtnaCohen96] mit $J^\pi = 1^-$ angegeben. Während die Spinquantenzahl über Winkelverteilungen direkt bestimmt wurde, wurde die Parität aus Zerfalleigenschaften des Zustands gefolgert. Da $J = 1^+$ Scherenmodenzustände eine ähnliche Signatur aufweisen (z.B. Multipolmischungsverhältnis $\delta \approx 0$ für den $J \rightarrow 2_1^+$ Übergang), kann hier durchaus eine Missinterpretation erfolgt sein. Im ^{152}Tb EC (diese Arbeit und Ref. [Zolnowski71]) wird neben den auch hier beobachteten Zerfällen zum Grundzustand, 2_1^+ Zustand und 0_2^+ Zustand auch ein Zerfall in den 1_1^- Zustand mit einer Übergangsenergie von 1825 keV beobachtet. Während der $1_1^- \rightarrow 0_1^+$ Übergang in den KRF-Messungen beobachtet wird, ist bei 1825 keV kein Übergang identifizierbar. Mit den Verzweungsverhältnissen aus Tabelle 5.1 ist ein Übergang mit 1400 Ereignissen zu erwarten, der deutlich gegen den Untergrund aufgelöst werden könnte. Auch das Verzweungsverhältnis $\Gamma_{0_2^+}/\Gamma_0$ der KRF-Messungen [=0.93(36)] und des ^{152}Tb Zerfalls [=4.8(12)] sowie das Verzweungsverhältnis $\Gamma_{2_1^+}/\Gamma_0$ [1.24(29) bzw. 3.65(93)] stimmen nicht miteinander überein. Eine Erklärung dieser Widersprüche ist, dass hier zwei $J = 1$ Zustände mit unterschiedlichen Eigenschaften energetisch nahe beieinander liegen, die in den beiden Experimenten unterschiedlich stark bevölkert werden. Der Zerfall des 3140 keV Zustands in den 2_1^+ fällt in den KRF-Messungen energetisch mit einem $1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang in ^{160}Gd zusammen. Der integrierte Wirkungsquerschnitt des Übergangs in ^{160}Gd ist mit $I_{s,0} = 63(9)$ eVb bekannt [Friedrichs94] und dieser Wert wurde verwendet, um die effektive Peakfläche des 3140 keV $\rightarrow 2_1^+$ Übergangs zu erhalten. In der $(\tilde{\gamma}, \gamma')$ Messung konnte die Parität des Zustands als positiv bestimmt werden, wobei eine 2σ -Umgebung um $q\Sigma$ auch negative Parität erlaubt.

Der 3232 keV Zustand

Für diesen Zustand wurde in den KRF-Messungen sowohl der Übergang in den Grundzustand als auch in den 2_1^+ beobachtet. Aus der Winkelverteilung folgt, dass es sich um einen $J = 1$ Zustand handelt. Der Übergang in den Grundzustand ist wiederum überlagert mit einem $1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang in ^{160}Gd , dessen Verzweigungsverhältnis Ref. [Friedrichs94] zu $\Gamma_{2_1^+}/\Gamma_0 = 0.58(3)$ angibt. Mit der zu dem $1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang in ^{160}Gd gehörenden Peakfläche und dem bekannten Verzweigungsverhältnis, wurde die zum $3232 \text{ keV} \rightarrow 0_1^+$ Übergang in ^{152}Gd gehörende Peakfläche entsprechend korrigiert. Der $3232 \text{ keV} \rightarrow 2_1^+$ Übergang wurde ebenfalls im ^{152}Tb EC in Koinzidenz zum $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang identifiziert und aus der Winkelverteilung auf $J = 1, 2$ geschlossen (vgl. Tabelle 5.1). Allerdings wurde der 3232 keV Zustand nicht ausreichend genug im EC bevölkert, als dass die Zerfälle in den Grundzustand und ersten angeregten 2^+ Zustand in den Single-Spektren erkennbar sind. Die Untersuchung dieses Zustands mit linear polarisierten Photonen war nicht sensitiv genug, um diesem Zustand eindeutig eine Parität zuzuordnen zu können.

Insgesamt wurden vier $J = 1$ Zustände im Energiebereich der $J = 1^+$ Scherenmode angeregt, von denen einem negative Parität zugeordnet werden konnte. Die Verteilung der Dipolanregungsstärke ist in Abb. 5.11 dargestellt. Unter der Annahme, dass die 3140 keV und 3232 keV Zustände positive Parität besitzen, ist die gesamte $B(M1)$ -Anregungsstärke $\sum B(M1) = 0.46(9) \mu_N^2$. Wie zu erwarten, ist diese geringer als in den deformierten Gd-Isotopen. Die mittlere Energie der Scherenmode

$$\bar{E}(1_{sc}^+) = \frac{\sum E(1_{sc}^+) \cdot B(M1) \uparrow}{\sum B(M1) \uparrow} \quad (5.4)$$

beträgt $3.176(10) \text{ MeV}$.

Der $J^\pi = 1^+$ Zustand bei 3140 keV weist einen beobachteten Zerfall zum 0_2^+ Zustand auf mit einem Zerfallsverzweigungsverhältnis $\Gamma_{0_2^+}/\Gamma_0 = 0.93(36)$ und einer Übergangsstärke von $B(M1; 1^+ \rightarrow 0_2^+) = 0.17(7) \mu_N^2$. Der geringe Anreicherungsgrad des ^{152}Gd Targets und die daraus folgende hohe Übergangsdichte verhinderte in der KRF Messung die Identifikation weiterer, schwacher Zerfallszweige und Dipolanregungen gegen den hohen Untergrund. Zudem wurden sieben Dipolübergänge beobachtet, die keinem der Gd-Isotope zugeordnet werden konnten. Die hier angegebene summierte $B(M1)$ -Stärke ist daher eine Untergrenze. Zudem konnte für den 1_1^- Zustand eine Lebensdauer bestimmt werden.

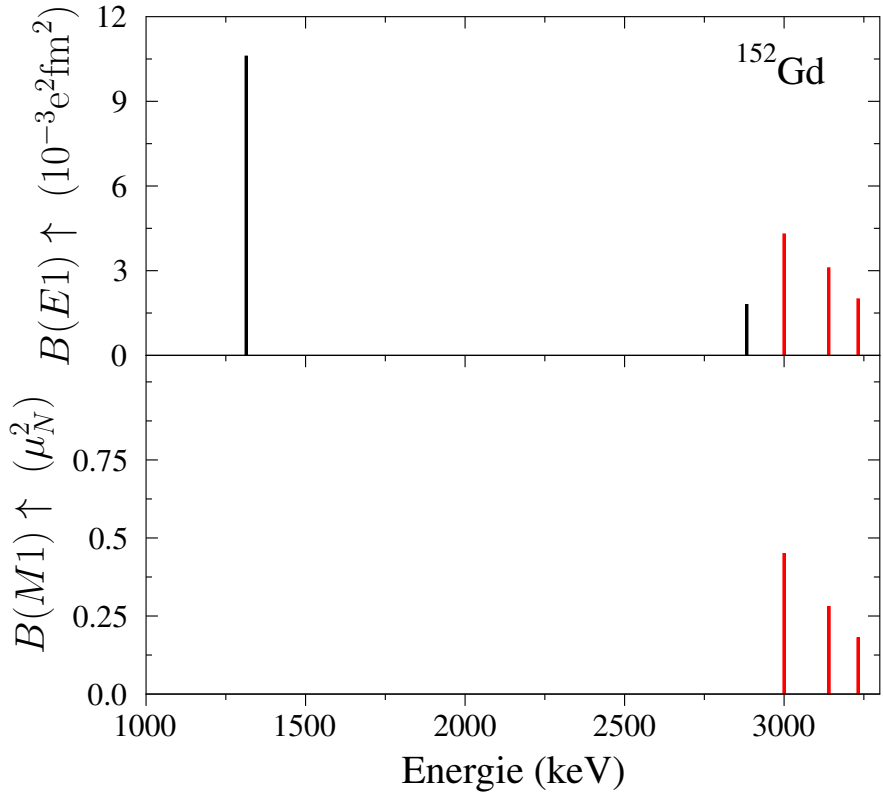


Abbildung 5.11: Verteilung der $E1$ - (oben) und $M1$ -Anregungsstärke (unten) von $J = 1$ Zuständen in ^{152}Gd . Rote Balken kennzeichnen Zustände mit ungewisser Paritätsquantenzahl.

6 Experimentelle Untersuchung des Phasenübergangskerns ^{154}Gd

Das Isotop ^{154}Gd wurde bereits im Rahmen einer vorbereitenden Masterarbeit untersucht [Beller09]. Dort konnte mittels zweier Experimente ein neuer Zerfallskanal des 1^+ Zustands der Scherenmode bei 2934 keV zu dem ersten angeregten 0^+ Zustand identifiziert werden. Im Folgenden werden die beiden Experimente kurz vorgestellt: ein KRF-Experiment und eine $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach Elektroneneinfang (EC). Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Ref. [Beller09]. In einer Fortsetzung der Datenanalyse konnten zum einen weitere Kopplungen der Scherenmode zu anderen intrinsischen Anregungen (zu den 0_3^+ und 1_1^- Zuständen) und zum anderen weitere dipolangeregte Zustände gefunden werden. Die experimentellen Methoden entsprechen im Wesentlichen denjenigen, die in der Untersuchung des Isotops ^{152}Gd verwendet wurden (vgl. Kapitel 5).

6.1 Kernresonanzfluoreszenz an ^{154}Gd

Um die absolute Anregungsstärke der $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode in ^{154}Gd zu bestimmen, wurde ein KRF-Experiment an DHIPS [Sonabend11] am S-DALINAC an der TU Darmstadt durchgeführt. Der Aufbau wurde bereits in Kapitel 5.2 vorgestellt. In diesem Experiment wurde ebenfalls ein Elektronenstrahl mit einer Energie von $E_e = 4.5$ MeV verwendet. Als Bremstarget wurde ein dickes Kupfertarget verwendet, das den Elektronenstrahl vollständig stoppte. Als Target wurden 578.9 mg Gd_2O_3 verwendet, das zu 64.2% im Isotop ^{154}Gd angereichert war (siehe Tabelle 6.1 für eine vollständige Auflistung der Targetzusammensetzung). Zur Kalibrierung des Photonenflusses wurde das Target mit 1.57 g des Kalibrationsstandards ^{27}Al umgeben (vgl. Abbildung 6.1 für den Verlauf des Photonenflusses).

Für das Experiment wurde allerdings nicht dokumentiert, welche chemische Form das verwendete Aluminium besaß, und daher ist der Reinheitsgrad unbekannt. Eine spätere, vergleichende KRF-Messung, in der simultan das gleiche Aluminium und ein ^{11}B -Target bestrahlt wurde, zeigte, dass die Reinheit des Aluminiums nahezu 100% beträgt. Der statistische Fehler dieser Messung beläuft sich allerdings auf etwa 5%. Eine präzisere Messung des Reinheitsgrads

Tabelle 6.1: Zusammensetzung des KRF-Targets. Die Isotopenzusammensetzung wurde von Trace Science International Corp. bestimmt. Das Target bestand aus 500.0 mg Gd (578.9 mg Gd₂O₃) und 1572.1 mg Al.

Isotop	Massenanteil (%)	Anzahl Atomkerne N_T (10^{21})
¹⁵² Gd	0.03	0.0006
¹⁵⁴ Gd	64.2(2)	1.255(4)
¹⁵⁵ Gd	22.92	0.445
¹⁵⁶ Gd	5.90	0.114
¹⁵⁷ Gd	2.56	0.049
¹⁵⁸ Gd	2.87	0.055
¹⁶⁰ Gd	1.52	0.029
²⁷ Al		35.064

mit chemischen Methoden sollte daher nachgeholt werden. Die hier angegebenen integrierten Wirkungsquerschnitte sind mit einem Reinheitsgrad von 100% berechnet.

Zur Energie- und Effizienzkalibrierung wurde eine Quellenmessung mit ⁵⁶Co im Anschluss an das Experiment vorgenommen. Die gestreuten Photonen wurden durch drei großvolumige HPGe-Detektoren unter 90°, 90° und 130° relativ zum einfallenden Photonenstrahl nachgewiesen. Abbildung 6.2 zeigt das ¹⁵⁴Gd(γ, γ') Spektrum, das mit einfallenden Photonenenergien $E_\gamma \leq 4.5$ MeV unter einem Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ aufgenommen wurde. $J = 1$ Zustände in der Energieregion der Scherenmode von 2.9 bis 3.2 MeV wurden stark angeregt. Besonders stark ist der Zustand bei 2934 keV. Sein Zerfall zum 2_1^+ Zustand ist ebenfalls klar sichtbar bei 2811 keV. Ein Übergang zu dem ersten angeregten 0^+ Zustand, der sich bei 2253 keV befinden sollte, kann nicht gegen den hohen Untergrund beobachtet werden. Weitere Übergänge konnten angeregten $J = 1$ Zuständen in ¹⁵⁴Gd zugeordnet werden. Die integrierten Wirkungsquerschnitte für Photonenstreuung $I_{s,f} \sim \Gamma_0 \Gamma_f / \Gamma$ wurden gemessen. Die Ergebnisse der KRF-Messung finden sich in Tabelle 6.2.

Tabelle 6.2: Ergebnisse der $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messung für Übergänge in ^{154}Gd . Zur Berechnung der partiellen Übergangsbreiten Γ_i wurden die Zerfallsverzweigungsverhältnisse der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung verwendet (siehe Tabelle 6.3). Für die Bestimmung des Intensitätsverhältnisses $w = I_{\gamma(90^\circ)}/I_{\gamma(130^\circ)}$ und des integrierten Wirkungsquerschnitts $I_{s,f}$ wurden fehlergewichtete Mittelwerte gebildet. Als Vergleich ist der $B(M1)$ -Wert einer $^{154}\text{Gd}(e, e')$ Messung [Hartmann89] angegeben.

E_x (keV)	J_x	E_γ (keV)	J_f	w	$I_{s,f}$ (eV b)	Γ_f/Γ_0	Γ_0 (meV)	$B(E1) \downarrow$ ($10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$)	$B(M1) \downarrow$ (μ_N^2)	$B(M1)_{(e,e')} \downarrow$ (μ_N^2)
2934	1 ⁺	2934	0 ₁ ⁺	0.81(8)	143(16)	1.00(11)	153(17)		0.53(6)	0.32(3)
		2811	2 ₁ ⁺	1.53(29)	64(16)	0.45(12)				
2950	1	2950	0 ₁ ⁺	0.64(20)	34(8)	1.00(23)	62(14)	2.3(5)	0.21(5)	
		2826 ^a	2 ₁ ⁺	0.97(58)	22(7)	0.63(25)				
3090	1 ⁺	3089 ^b	0 ₁ ⁺				130(27)		0.38(8)	
		2967	2 ₁ ⁺	0.85(21)	43(9)					
3122	1 ⁺	3122	0 ₁ ⁺	0.53(23)	27(13)	1.0(5)	44(21)		0.13(6)	

^anur in zwei HPGe-Detektoren beobachtet

^büberlagert mit einem Übergang in ^{13}C ; nicht direkt beobachtet

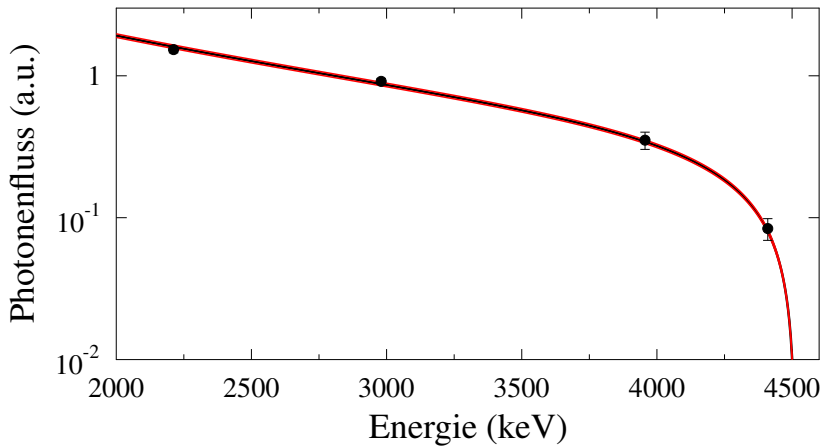


Abbildung 6.1: Verlauf des Photonenflusses (schwarz) im $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Experiment mit 1σ -Vertrauensintervall (rot). Der Photonenfluss wurde relativ zu bekannten integrierten Wirkungsquerschnitten in ^{27}Al bestimmt. Da im Experiment drei HPGe-Detektoren verwendet wurden, wurden zu jedem Übergang in ^{27}Al drei Messwerte aufgenommen, die auf die aktive Messzeit (Lifetime) des Detektors unter $\theta = 130^\circ$ normiert wurden.

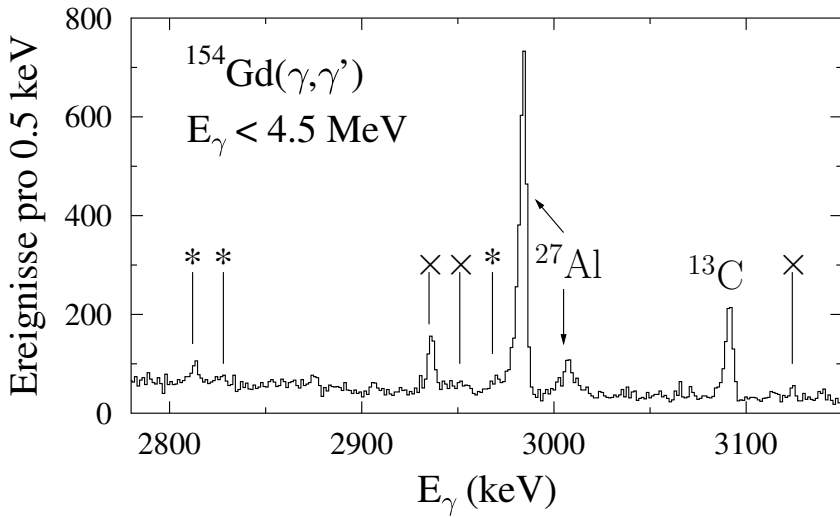


Abbildung 6.2: Ausschnitt des $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Spektrums im Energiebereich der Scherenmode unter $\theta = 90^\circ$. Abregende Übergänge zum Grundzustand sind mit “x” und zum ersten 2^+ Zustand mit “*” markiert. Alle beobachteten Grundzustandsübergänge in ^{154}Gd wurden über ihre Winkelverteilung als $J = 1$ Zustände identifiziert. KRF-Wirkungsquerschnitte wurden relativ zu gut bekannten Wirkungsquerschnitten in ^{27}Al [Pietralla95a] gemessen, das simultan bestrahlt wurde.

6.2 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach Elektroneneinfang

Die Zerfallsverzweungsverhältnisse Γ_f/Γ_0 wurden für die niedrig-Spinzustände in ^{154}Gd in einem Studium der γ -Strahlen nach EC des $J^\pi = 0^+$ Isomers von $^{154}\text{Tb}^m$ gemessen. Dieser Zerfall wurde bereits in Ref. [Sousa75] untersucht - allerdings nicht mit HPGe-Detektoren in Koinzidenz. Der Q-Wert dieses EC-Prozesses beträgt 3.56(5) MeV. Im Gegensatz zur Mehrzahl der Nuklide, für die Informationen zur Scherenmode existieren, ist hier der hohe EC-Q-Wert ausreichend, die Scherenmode im Tochternukleus zu bevölkern. Die in dieser Arbeit vorgenommene Messung ist die erste, in der Zerfälle der Scherenmode in einem deformierten Kern nach EC beobachtet wurde. $^{154}\text{Tb}^m$ Nuklide wurden in einer Teilchentransferreaktion $^{154}\text{Gd}(p, n)^{154}\text{Tb}^m$ bei einer Protonenenergie von $E_p = 12$ MeV erzeugt. Der Protonenstrahl wurde von dem FN Tandem Van de Graaff Beschleuniger der Universität zu Köln produziert. Die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen des $^{152}\text{Tb}^m(\text{EC}, \gamma\gamma)$ Prozesses wurden im Anschluss unter Verwendung des Kölner Koinzidenzspektrometers HORUS [Linnemann05] aufgenommen. Das Single-Spektrum zwischen 2.7 und 3.0 MeV ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Die hohe Zählrate, der niedrige Untergrund durch Koinzidenzbedingungen und die Isotropie der γ -Strahlung nach EC erlauben eine präzise Bestimmung der Intensitätsverhältnisse Γ_f/Γ_0 . Der $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang beinhaltet 1.9×10^9 Ereignisse im Single- und 1.4×10^8 Ereignisse im Koinzidenzmodus. Teil (c) der Abbildung 6.4 zeigt den 2253 keV Übergang im Spektrum, das in Koinzidenz zum $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang beobachtet wurde. Der 2253 keV Übergang bevölkert direkt von dem 1_{sc}^+ Zustand bei 2934 keV ausgehend den 0_2^+ Zustand bei 681 keV. Zusätzlich konnten Übergänge identifiziert werden, die von dem 1_{sc}^+ Zustand ausgehend die 1_1^- und 0_3^+ Zustände bevölkern (vgl. Abbildung 6.4 (a) und (b)). Dies ist die erste Identifizierung solcher Übergänge. Auch für die weiteren $J = 1$ Zustände, die in der KRF-Messung beobachtet wurden, konnten Zerfallsverzweungsverhältnisse zu den $0_{1,2,3}^+$, $2_{1,2,3}^+$ und 1_1^- Zuständen bestimmt werden.

Da bedingt durch die hohe Übergangsdichte diese Übergänge nicht im Single-Spektrum sichtbar sind, können die Verzweungsverhältnisse nicht direkt gemessen werden. Unter Verwendung eines Übergangs, der den 0_2^+ Zustand mit hoher Intensität verbindet ($J_i^\pi \rightarrow 0_2^+$), kann das Verzweungsverhältnis Γ_f/Γ_0 durch Kombination des Intensitätsverhältnisses $I(1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+)/I(J_i^\pi \rightarrow 0_2^+)$, gemessen in Koinzidenz zu dem $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang, und des Intensitätsver-

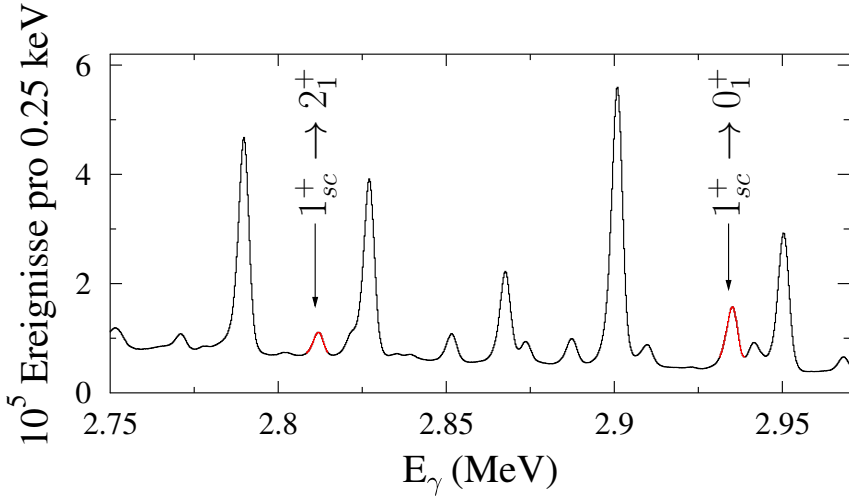


Abbildung 6.3: Ausschnitt des Spektrums der gemessenen γ -Strahlung nach EC des 0^+ niedrig-Spin Isomers von $^{154}\text{Tb}^m$, das in einer $^{154}\text{Gd}(p, n)$ Reaktion produziert wurde. U.a. wird der 1^+ Zustand der Scherenmode bei 2934 keV stark bevölkert und dessen Zerfall in den Grundzustand und 2^+_1 ist deutlich sichtbar.

hältnisses $I(J_i^\pi \rightarrow 0^+_2)/I(1^+_{sc} \rightarrow 0^+_1)$, gemessen im Single-Spektrum, bestimmt werden, wie in Glg. (4.30) beschrieben wurde.

Die gleiche Art von Analyse kann auch auf die Übergänge zu den 1^-_1 und 0^+_3 Zuständen angewendet werden und für die Zerfälle der weiteren $J = 1$ Zustände, die in der $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messung beobachtet wurden. Ebenfalls können obere Grenzen für Γ_f/Γ_0 für weitere, denkbare Übergänge bestimmt werden (wie z.B. die $1^+_{sc} \rightarrow 2^+_{2,3}$ Übergänge). Dazu wurde eine obere Grenze der beobachtbaren Peakfläche A_{up} aus dem Untergrundniveau N_{bg} bei den entsprechenden Übergangsenergien abgeschätzt mit einer Toleranz von drei Standardabweichungen:

$$A_{up} = 3\sqrt{N_{bg}}. \quad (6.1)$$

Die hohe Statistik und der geringe Untergrund in der Koinzidenzmessung erlauben hier Zerfallsverzweungsverhältnisse $\Gamma_i/\Gamma_0 \geq 1\%$ zu bestimmen. Tabelle 6.3 gibt die Zerfallsverzweungsverhältnisse zusammen mit den daraus

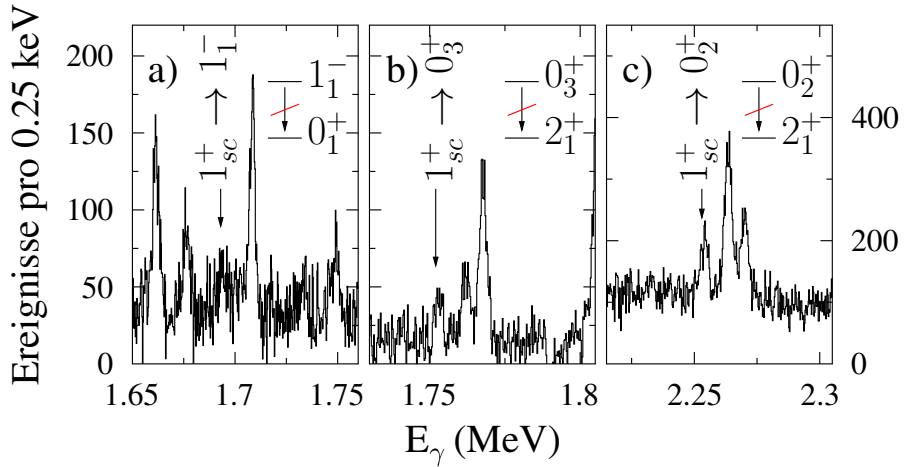


Abbildung 6.4: Ausschnitte des Koinzidenzspektrums des $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperiments nach EC von $^{154}\text{Tb}^m$, in dem neue Zerfallskanäle des 1^+ Zustands der Scherenmode bei 2934 keV in ^{154}Gd gefunden wurden. In allen Teilspektren ist 16 keV oberhalb der Zerfälle des 2934 keV Zustands ein entsprechender Zerfall des 2950 keV Zustands erkennbar. Bei 1693 keV konnte die $1^+_{sc} \rightarrow 1^-_1 \rightarrow 0^+_1$ Kaskade (a), bei 1752 keV die $1^+_{sc} \rightarrow 0^+_3 \rightarrow 2^+_1$ Kaskade (b) und bei 2253 keV die $1^+_{sc} \rightarrow 0^+_2 \rightarrow 2^+_1$ Kaskade (c) beobachtet werden. (a) und (b) verwenden die linke y-Achse, (c) die rechte.

abgeleiteten Übergangsstärken $B(\sigma\lambda)$ für die im $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Experiment beobachteten Zustände an. Abbildung 6.5 zeigt die Zerfallszweige der 1^+ Zustände der Scherenmode in ^{154}Gd , die in dieser Messung bestimmt wurden.

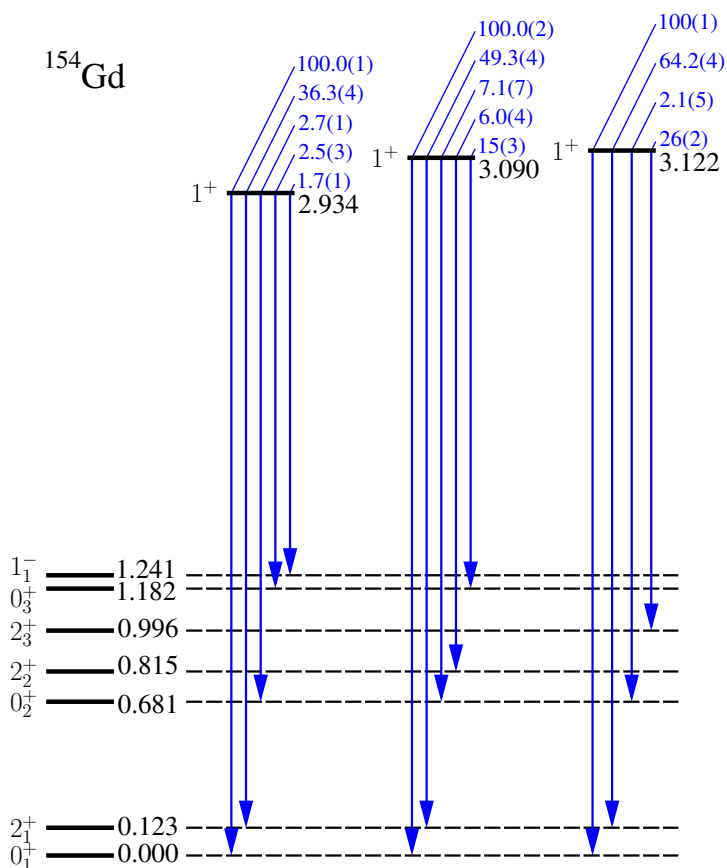


Abbildung 6.5: Zerfallsschema der 1^+ Zustände der Scherenmode in ^{154}Gd . Zerfallsintensitäten sind in % relativ zum Zerfall in den Grundzustand angegeben und wurden in der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach EC von $^{154}\text{Tb}^m$ bestimmt. Zustandsenergien sind in MeV angegeben.

Tabelle 6.3: Zusammenfassung der Ergebnisse der beiden Experimente zur Untersuchung von $J = 1$ Zuständen in ^{154}Gd um 3 MeV. $I_{s,f}$ wurde in der $^{154}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ und Γ_f/Γ_0 in der $^{154}\text{Tb}^m(\text{EC}, \gamma\gamma)$ Messung bestimmt.

Übergang	E_γ (keV)	Γ_f/Γ_0	$I_{s,f}$ (eVb)	$B(\lambda 1) \downarrow$ (μ_N^2)
2934 keV				
$1^+ \rightarrow 0_1^+$	2934	1.000(1)	143(16)	0.53(6) μ_N^2
$1^+ \rightarrow 2_1^+$	2811	0.363(4)	64(16)	0.22(2) ^a μ_N^2
$1^+ \rightarrow 0_2^+$	2253	0.027(1)		0.031(4) μ_N^2
$1^+ \rightarrow 2_2^+$	2119	<0.01		
$1^+ \rightarrow 2_3^+$	1938	<0.01		
$1^+ \rightarrow 0_3^+$	1752	0.025(3)		0.062(10) μ_N^2
$1^+ \rightarrow 1_1^-$	1693	0.017(1)		0.51(6) $\cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$
2950 keV ^b				
$1 \rightarrow 0_1^+$	2950	1.00(11)	34(8)	0.21(5) μ_N^2
$1 \rightarrow 2_1^+$	2827	1.24(13)	22(7)	0.29(8) ^a μ_N^2
$1 \rightarrow 0_2^+$	2269	0.016(5)		0.007(3) μ_N^2
$1 \rightarrow 2_2^+$	2135	0.036(1) ^c		0.020(5) ^a μ_N^2
$1 \rightarrow 2_3^+$	1954	0.040(2) ^c		0.029(7) ^a μ_N^2
$1 \rightarrow 0_3^+$	1768	0.049(18)		0.047(21) μ_N^2
$1 \rightarrow 1_1^-$	1709	0.031(11)		0.37(16) $\cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$
3090 keV				
$1^+ \rightarrow 0_1^+$	3090	1.000(2)		0.38(8) μ_N^2
$1^+ \rightarrow 2_1^+$	2967	0.493(4)	43(9)	0.21(4) ^a μ_N^2
$1^+ \rightarrow 0_2^+$	2409	0.071(7)		0.057(13) μ_N^2
$1^+ \rightarrow 2_2^+$	2275	0.060(4) ^c		0.057(12) ^a μ_N^2
$1^+ \rightarrow 0_3^+$	1908	0.146(26)		0.24(6) μ_N^2
3122 keV				
$1^+ \rightarrow 0_1^+$	3122	1.000(9)	27(13)	0.13(6) μ_N^2
$1^+ \rightarrow 2_1^+$	3000	0.642(4)		0.09(4) ^a μ_N^2
$1^+ \rightarrow 0_2^+$	2442	0.021(5)		0.006(3) μ_N^2
$1^+ \rightarrow 2_3^+$	2127	0.26(2)		0.10(5) ^a μ_N^2

^aunter der Annahme $\delta = 0$

^bunter der Annahme positiver Parität

^cbestimmt ohne Berücksichtigung von Winkelabhängigkeiten

6.3 Neue Erkenntnisse über die Scherenmode in ^{154}Gd

Durch Kombination der integrierten Wirkungsquerschnitte $I_{s,f} \sim \Gamma_0 \Gamma_f / \Gamma$ aus der KRF-Messung und der Zerfallsverzweigungsverhältnisse Γ_f / Γ_0 aus der $^{154}\text{Tb}^m(\text{EC}, \gamma\gamma)^{154}\text{Gd}$ Messung ergeben sich die partiellen Zerfallsbreiten, die totale Levelbreite $\Gamma = \sum \Gamma_f$ und die Lebensdauer $\tau = \hbar / \Gamma$ der jeweiligen Zustände. Für die Zerfallszweige der 1^+ Scherenmode, für die in IBM-2 Rechnungen signifikante Γ_f / Γ_0 vorhergesagt werden (siehe Kapitel 9), wurde eine obere Grenze aus dem Untergrundniveau abgeschätzt.

Der 2934 keV Zustand

Dieser Zustand wurde bereits in Elektronenstreuung beobachtet [Hartmann89]. Die in dieser Arbeit bestimmte M1-Anregungsstärke ist allerdings deutlich größer als in der (e, e') Messung von 1989. Der 2934 keV Zustand besitzt die größte (bekannte) M1-Anregungsstärke in ^{154}Gd . Schwache Zerfallsverzweigungsverhältnisse ($\sim 2\%$) in die $0_{2,3}^+$ und 1_1^- Zustände konnten erstmals beobachtet und bestimmt werden.

Der 2950 keV Zustand

Für den Zustand bei 2950 keV wurden Zerfälle zu den Zuständen $2_{1,2,3}^+$, $0_{1,2,3}^+$ und 1_1^- beobachtet. Referenz [Reich09] listet diesen Zustand als $J^\pi = 2^+$ Zustand auf Grund von γ -Übergängen zu den 0_1^+ und 4_1^+ Zuständen. Mit der Winkelverteilung der $0_1^+ \rightarrow J^\pi \rightarrow 0_1^+$ Spinsequenz der hier vorgestellten KRF-Messung kann $J = 2$ allerdings ausgeschlossen werden. Eventuell liegt also ein Dublett vor und daher sind die Zerfallsverzweigungsverhältnisse dieses Zustands in Tabelle 6.3 eventuell nicht korrekt. Zudem ist dies der einzige Zustand, der in der KRF-Messung aber nicht in Elektronenstreuung beobachtet wurde. Auch folgt das Zerfallsverzweigungsverhältnis $\Gamma_{2_1^+} / \Gamma_0$ nicht den Alaga-Regeln, die für Rotoren einen Wert von ungefähr 0.5 vorhersagen. Wahrscheinlich handelt es sich bei diesem Zustand um einen $J^\pi = 1^-$ Zustand. Eine eindeutige Aussage, kann aber ohne eine direkte Messung der Parität nicht erfolgen.

Der 3090 keV Zustand

Laut [Hartmann89] findet sich ein weiterer 1^+ Zustand bei 3080 keV. Findet in KRF-Experimenten irgendeine Form von Plastik als Targetbehälter Verwendung, so ist es unausweichlich auch Kohlenstoff zu bestrahlen. Das Isotop ^{13}C besitzt einen Zustand bei 3089 keV, der über $E1$ angeregt wird. Allerdings konnte $E(2_1^+) = 123$ keV unterhalb, bei 2967 keV, ein Übergang mit nahezu isotroper Winkelverteilung gefunden werden. In der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach EC wurden zudem Übergänge bei 3089 und 2967 keV beobachtet, wie auch schon

[Sousa75] angibt (dort $J = 1, 2$). Neben den bereits bekannten Zerfällen in die Grundzustandsbande zerfällt dieser Zustand zudem in die Zustände $J^\pi = 2_2^+$ und $0_{2,3}^+$. Bemerkenswert ist hier, dass die Zerfallsverzweigungsverhältnisse zu den intrinsisch angeregten Banden größer sind als für den 2934 keV Zustand.

Der 3123 keV Zustand

Ebenfalls laut [Hartmann89] und [Sousa75] befindet sich hier ein weiterer 1^+ Zustand. Neben den Zerfällen in die Grundzustandsbande konnten hier erstmals Zerfälle zu dem 0_2^+ und dem 2_3^+ Zustand in der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nach EC identifiziert werden. In der KRF-Messung wurde allerdings nur der Übergang in den Grundzustand beobachtet, der gerade noch gegen den Untergrund aufgelöst werden konnte. Übergänge mit geringerem integrierten Wirkungsquerschnitt waren in dieser KRF-Messung nicht mehr beobachtbar.

Die summierte Anregungsstärke der beobachteten Zustände zwischen 2.9 und 3.2 MeV beträgt $\sum B(M1) \uparrow = 3.12(35) \mu_N^2$, wobei der Zustand bei 2950 keV nicht berücksichtigt wurde. In einem (e, e') Experiment [Hartmann89] wurde diese Summenstärke zu $2.60(50) \mu_N^2$ bestimmt. Die mittlere Energie der Scherenmode nach Glg. (5.4) beläuft sich auf 3.015(10) MeV. Abbildung 6.6 zeigt die Verteilung der Dipolanregungsstärke von ^{154}Gd . Insbesondere ist die geringe Fragmentierung der $M1$ -Stärke bemerkenswert.

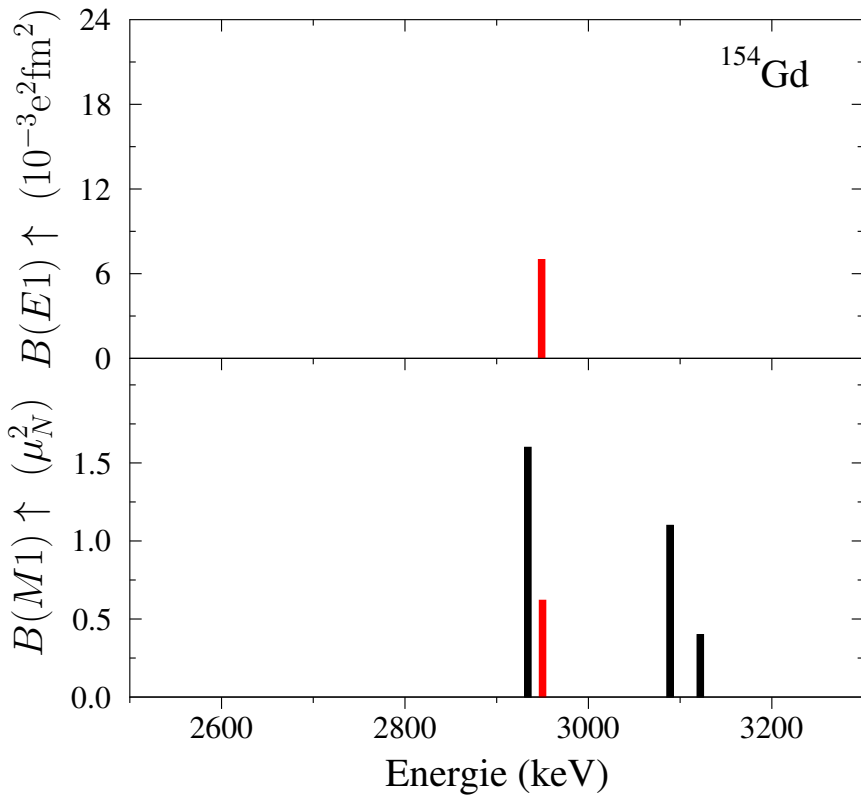


Abbildung 6.6: Verteilung der $E1$ - (oben) und $M1$ -Anregungsstärke (unten) von $J = 1$ Zuständen in ^{154}Gd . Rote Balken kennzeichnen den Zustand mit unbekannter Paritätsquantenzahl.

7 Experimentelle Untersuchung des deformierten Kerns ^{156}Gd

Im Gegensatz zu $^{152,154}\text{Gd}$ ist in ^{156}Gd die Bevölkering der $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode mittels β -Zerfall oder EC nicht möglich, da der Q-Wert mit < 2.5 MeV zu gering ist. Als alternative experimentelle Methoden bieten sich die beiden folgenden an. Zum einen die direkte Anregung des stärksten 1^+ Zustands der Scherenmode bei 3.07 MeV mittels möglichst monochromatischen Photonen. Die direkte und exklusive Anregung reduziert den Untergrund im Wesentlichen auf Comptonstreuung im Target und im Detektor. Die andere Möglichkeit sind $^{155}\text{Gd}(n, \gamma)$ Experimente. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist mit 61000 barn einer der größten bekannten Wirkungsquerschnitte für Neutroneneinfang. Zudem sind die 1^- und 2^- Einfangzustände günstig, um eine starke Bevölkering der $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode zu erzielen. Hohe Zählraten erlauben hier zusätzlich $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und eventuell γ -Tripple-Koinzidenzen zu verwenden, um den Untergrund drastisch zu reduzieren. Unter Verwendung einer Koinzidenzbedingung des Zerfalls der Einfangzustände zu dem Zustand von Interesse können all dessen subsequenten Zerfälle simultan studiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden KRF-Experimente mit quasi-monochromatischen, linear polarisierten Photonen am $\gamma\gamma$ -Koinzidenzsetup (γ^3) [Löher13] an der Duke University durchgeführt. In den folgenden Unterkapiteln werden die Messungen und deren Ergebnisse erläutert.

7.1 Kernresonanzfluoreszenz mit linear polarisierten Photonen

Experiment

Zur Untersuchung der Zerfallskanäle der Scherenmode in ^{156}Gd wurde ein Experiment in dem *Duke Free Laser Laboratory* (DFELL) an dem *Triangle Universities Nuclear Laboratory* (TUNL) in Durham, NC, USA, durchgeführt. Die ist die gleiche Anlage, an der auch ^{152}Gd untersucht wurde, wie in Kapitel 5 erwähnt. Hier kann ein linear polarisierter Photonenstrahl bereitgestellt werden, dessen spektrale Verteilung in einem schmalen Energiebereich konzentriert ist (quasi-Monochromatie). Zur Produktion des quasi-monochromatischen, li-

near polarisierten Photonenstrahls werden Elektronenpakete in einen Speicherring injiziert. Die Elektronen durchlaufen eine Reihe von Wigglermagneten eines Freien Elektronenlasers (FEL) und emittieren dabei linear polarisierte FEL-Photonen. Die FEL-Photonen im eV Bereich werden an einem Spiegel reflektiert und an einem der Elektronenpakete Compton rückgestreut. Die Comptonstreuung erhält die Polarisation der Photonen und erhöht die Photonenenergie in den MeV Bereich. Durch Variation der Elektronenenergie kann die Photonenenergie eingestellt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Anlage findet sich in [Weller09]. Der Experimentierplatz befindet sich etwa 60 m entfernt vom Kollisionspunkt. Nach Kollimation besitzt der Photonenstrahl dort ein energetisches FWHM von 130 keV (4.2%), die im Wesentlichen durch die Energieunschärfe des Elektronenstrahls entsteht. Als Target wurde ein zu 93.79(3)% im Isotop ^{156}Gd angereichertes Gd_2O_3 mit einem Gd-Elementgewicht von 10 g verwendet. Das Targetmaterial befand sich in einem Kunststoffzylinder mit einem Durchmesser von 25 mm. Die resonant gestreuten Photonen wurden mittels 4 HPGe- und 6 Lanthanbromiddetektoren (LaBr) in Koinzidenz gemessen. Parallel wurden die Single-Spektren der HPGe-Detektoren mit analoger Elektronik ausgelesen. Da der größte Teil des nicht-resonanten Untergrunds bei niederen Energien unterhalb 511 keV auftritt, wurde dieser Energiebereich mit Bleifiltern vor den Detektoren unterdrückt, um die Totzeit zu reduzieren. Die Detektorpositionen relativ zum einfallenden Photonenstrahl finden sich in Tabelle 7.1. Die reine Messzeit betrug

Tabelle 7.1: Detektorpositionen des γ^3 -Setups während des ^{156}Gd Experiments.

Detektor	θ	ϕ
HPGe 1	135°	0°
HPGe 2	135°	90°
HPGe 3	135°	180°
HPGe 4	135°	270°
LaBr 1	90°	45°
LaBr 2	90°	135°
LaBr 3	90°	225°
LaBr 4	90°	315°
LaBr 5	90°	0°
LaBr 6	90°	180°

53 h. Zudem wurde eine Messung mit einem identischen, leeren Targetzylinder vorgenommen, um Übergänge zu identifizieren, die nicht aus dem eigentlichen Target stammen. Im direkten Anschluss an die Messung wurde eine Quellenmessung für Energie- und Effizienzkalibrierung mit ^{56}Co durchgeführt.

Die resonant gestreuten Photonen unterliegen einer Winkelverteilung in Abhängigkeit von Gesamtdrehimpuls und Parität der beteiligten Zustände nach Glg. (4.24). Die in diesem Experiment relevanten Werte der Winkelverteilungen sind in Tabelle 7.2 aufgelistet.

Tabelle 7.2: Werte der Winkelverteilungen für die einzelnen HPGe-Detektorpositionen für die relevanten Spinsequenzen.

Spinsequenz	W(135°, 0°)	W(135°, 90°)
$0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$	1.50	0.75
$0^+ \rightarrow 1^+ \xrightarrow{M1} 2^+$	1.05	0.975
$0^+ \rightarrow 1^+ \xrightarrow{E1} 1^-$	0.75	1.125
$0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	~ 0	1.25
$0^+ \rightarrow 2^+ \xrightarrow{M1} 2^+$	1.25	0.85
$0^+ \rightarrow 2^+ \xrightarrow{E2} 2^+$	0.536	1.161

Auswertung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur die Messdaten ausgewertet, die mit analoger Elektronik im Single-Modus aufgenommen wurden. Eine Analyse der digitalen Messdaten wird innerhalb der Bachelor-Arbeit von Tobias Beck durchgeführt [Beck13]. Der Verlauf der Effizienz, die mittels der ^{56}Co Messung bestimmt wurde, ist beispielhaft für einen der verwendeten Detektoren in Abb. 7.1 gezeigt. Um die energieabhängige Effizienz zu beschreiben, wurden die Parameter der Funktion aus Glg. (5.1) an die ^{56}Co -Intensitäten gefittet.

Im Laufe des Experiments schwankten die Detektor- und Vorverstärkertemperaturen. Dies hat unmittelbaren Einfluss auf die Verstärkung und sorgt für eine zeitabhängige Variation der Kanal-Energie-Zuordnung. Dieser Effekt wurde berücksichtigt, indem für jeden *run* eine relative Energiekalibrierung zu einem Referenzrun erstellt wurde. In der Auswertung der digital aufgenommenen Daten kann dieser Effekt genauer korrigiert werden, da hier jedes Event mit einem

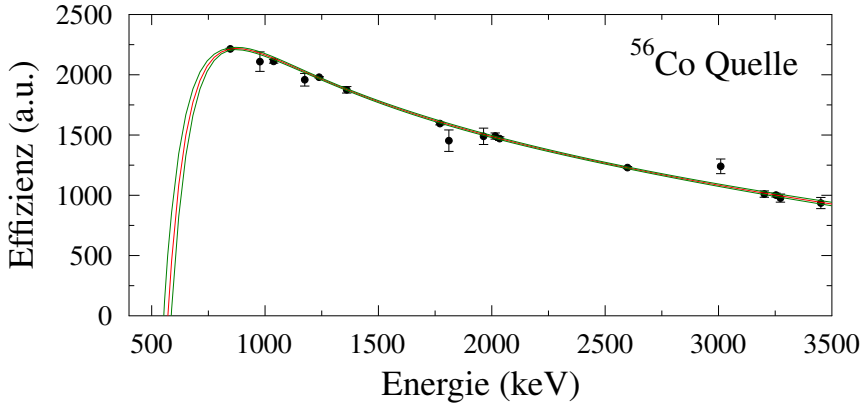


Abbildung 7.1: Beispielhafter Effizienzverlauf eines der HPGe-Detektoren, die in der $^{156}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ Messung verwendet wurden. An die relativen Intensitäten der ^{56}Co Quelle wurden die Parameter der Funktion aus Glg. (5.1) angepasst. In rot ist der Verlauf der Effizienz angegeben und in grün das 1σ Vertrauensintervall.

Zeitstempel gespeichert wird. So lässt sich auf Sekunden genau eine Variation korrigieren. Bei den analogen Daten ist dies nur auf Stunden genau möglich, was in einer schlechteren Energieauflösung resultiert.

Für den Detektor unter $(\theta, \phi) = (135^\circ, 0^\circ)$ ist in Abb. 7.2 das gemessene γ -Spektrum gegeben. Dort lässt sich deutlich bei 2020 keV ein γ -Übergang nachweisen. Diese Energie korrespondiert zu dem $1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+$ Übergang des Hauptfragments der Scherenmode. Aus dem Verhältnis der γ -Intensitäten bei 3070 keV und 2020 keV berechnet sich direkt das Zerfallsverzweungsverhältnis Γ_f/Γ_0 . Des Weiteren ließ sich ein Zerfall des gleichen 1_{sc}^+ Zustands zu dem 0_3^+ Zustand mit einer γ -Energie von 1900 keV nachweisen. Alle experimentell bestimmten Zerfallsverzweungsverhältnisse finden sich in Tabelle 7.3.

Zudem wurde bei 3027 keV ein weiterer Übergang beobachtet. Neben den anderen Übergängen im Energiebereich des anregenden Photonenflusses finden sich neben diesem Übergang nur Zerfälle von 1^+ Zuständen und ^{13}C . Das besondere an dem 3027 keV Übergang ist, dass es ein "isolierter" Übergang ist, für den kein direkter "Partner" $\pm 89 \text{ keV}$ [$= E_x(2_1^+)$] darüber oder darunter be-

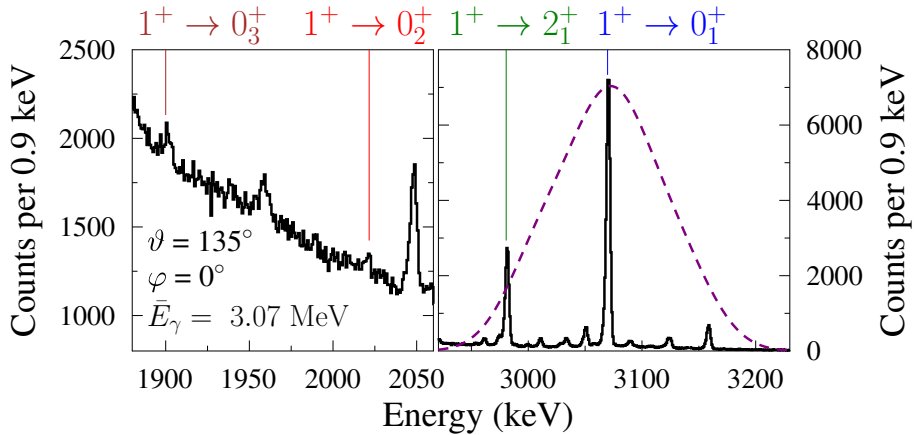


Abbildung 7.2: Ausschnitte des gemessenen Spektrums des $^{156}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma')$ Experiments mit einer mittleren Anregungsenergie $\bar{E}_\gamma = 3.07$ MeV für den Detektor unter $\theta = 135^\circ$, $\phi = 0^\circ$. Der rechte Teil zeigt in gestricheltem lila den schematischen Verlauf des anregenden Photonenflusses und die Zerfälle der resonant angeregten 1^+ Zustände in den Grundzustand und ersten 2^+ Zustand. Der linke Teil zeigt einen Ausschnitt des Spektrums bei niedriger Energie um 2 MeV. Hier wurde der Zerfall des stärksten Fragments der 1^+_{sc} Scherenmode in den 0^+_{21} Zustand bei einer Übergangsenergie von 2020 keV und in den 0^+_{31} Zustand bei Übergangsenergie von 1900 keV beobachtet.

obachtet werden konnte (siehe Teil (b) in Abb. 7.3). Daher ist es unwahrscheinlich, dass dies ein weiterer 1^+ Zustand ist, der nach den Alaga-Regeln auch in den ersten angeregten 2^+ Zustand zerfallen müsste. Denkbar ist, dass es sich hierbei um einen $1^- \rightarrow 2^+_{11}$ oder $2^+ \rightarrow 2^+_{11}$ Übergang - ausgehend von einem Zustand bei 3116 keV - handelt. Um Multipolarität und Strahlungscharakter dieses Übergangs zu bestimmen, wurde eine weitere $(\vec{\gamma}, \gamma')$ Messung durchgeführt, wobei zwei HPGe-Detektoren unter $(\theta, \phi) = (90^\circ, 0^\circ)$ und $(90^\circ, 90^\circ)$ platziert wurden.

Tabelle 7.3: Auflistung der experimentell bestimmten Zerfallsverzweigungsverhältnisse Γ_f/Γ_0 des $^{156}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma')$ Experiments und Vergleich mit Literaturwerten [ENSDF].

J_x	J_f	E_γ (keV)	Γ_f/Γ_0	Γ_f/Γ_0 Lit.
1^+	0_1^+	2973	1.000(50)	1.00
	2_1^+	2885	0.581(53) ^a	0.52(10)
1^+	0_1^+	3009	1.000(36)	1.00
	2_1^+	2921	0.563(42) ^a	0.55(20)
1^+	0_1^+	3049	1.000(21)	1.00
	2_1^+	2960	0.461(17) ^a	0.36(16)
1^+	0_1^+	3069	1.000(8)	1.00
	2_1^+	2980	0.499(6) ^a	0.57(5)
	0_2^+	2020	0.010(2)	
	2_2^+	1941	<0.011 ^a	
	2_3^+	1916	<0.012 ^a	
	0_3^+	1900	0.015(2)	

^aunter der Annahme $\delta = 0$

Aus der $(\vec{\gamma}, \gamma)$ Messung mit einer mittleren Strahlenergie von $\bar{E}_\gamma = 3.07$ MeV kann immerhin der integrierte Wirkungsquerschnitt des Übergangs bestimmt werden unter der Annahme, dass der 3027 keV Übergang ein $J^\pi \rightarrow 2_1^+$ Übergang ist. Der Verlauf des Photonenflusses kann durch eine Normalverteilung beschrieben werden, deren Parameter an die Messung des Strahlprofils, das mittels eines zusätzlichen HPGe-Detektors unter 0° aufgenommen wurde, angepasst wurden. Die absolute Höhe des Photonenflusses kann mittels den bekannten integrierten Wirkungsquerschnitten der 1^+ Zustände der Scherenmode im Anregungsintervall bestimmt werden. Hierbei muss allerdings die Abschwächung des Photonenflusses im Target berücksichtigt werden. Diese setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Zum einen ist dies die Abschwächung durch nicht-resonante Wechselwirkung mit den Elektronen im Target: die sog. Massenabschwächung, die durch

$$A_m(E_\gamma, n_T) = e^{-\mu/\rho \cdot n_T} \quad (7.1)$$

gegeben ist. Für Gadolinium bei $E_\gamma = 3$ MeV ist $\mu/\rho = 0.0865$ cm²g⁻¹ [Hubbell04], und die Massenbelegung pro Fläche beträgt $n_T = 2.29$ cm⁻²g, die

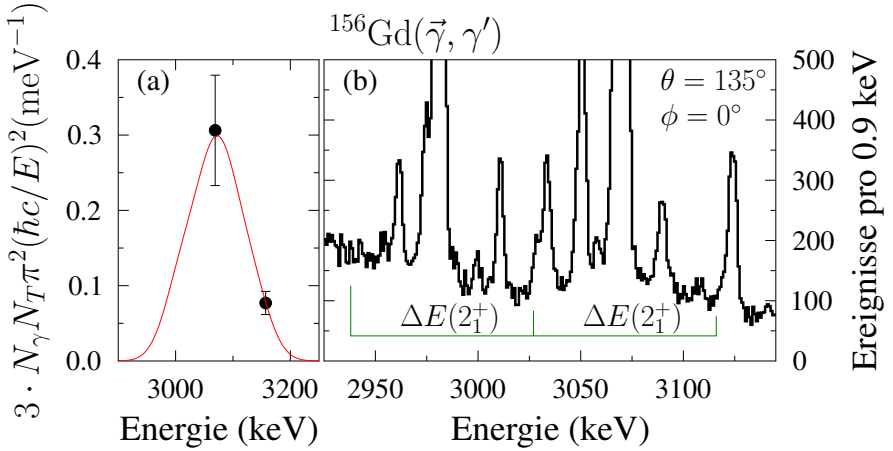


Abbildung 7.3: Teil (a) zeigt den Verlauf des Photonenflusses für die Messung mit $\bar{E}_\gamma = 3.07$ MeV, der mit Hilfe der bekannten integrierten Wirkungsquerschnitte in ^{156}Gd [Pitz89] normiert wurde. Teil (b) zeigt den Übergang in den 2_1^+ bei 3027 keV für den Detektor unter $\theta = 135^\circ$, $\phi = 0^\circ$. Für diesen Übergang existiert kein “Partner”, der $\pm E_x(2_1^+) = 89$ keV darunter oder darüber liegt und unter diesem Detektorwinkel beobachtet werden konnte.

sich aus den 10 g Targetmaterial und dem Zylinder mit Innendurchmesser 2.5 cm ergibt. Im Anregungsintervall kann die Massenabschwächung als konstant bzgl. der Energie angenommen werden und da der Photonenfluss relativ zu bekannten Wirkungsquerschnitten normiert werden soll, ist dieser Effekt hier nicht relevant und wird im Folgenden vernachlässigt. Zum anderen findet eine resonante Strahlabschwächung statt, die von der Energie E_x und Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 abhängt. Mit der Tiefe des Targets nimmt der Anteil an in der Resonanz absorbierten Photonen zu. Die Photonenflussabschwächung in Abhängigkeit von der Eindringtiefe z (in Atomen pro fm^2) durch resonante Absorption ist

$$A_R(E_x, z) = e^{-\sigma'_{0,r}(E_x) \Gamma \cdot z} \quad (7.2)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma'_{0,\Gamma}(E_x)$ aus Glg. (4.9), wobei Γ_f mit Γ zu ersetzen ist. Daraus ergibt sich über das gesamte Target mit einer Tiefe z eine durchschnittliche resonante Abschwächung von

$$\bar{A}_R(E_x, z) = \frac{1}{z} \int_0^z A_R(E_x, x) dx. \quad (7.3)$$

Das verwendete ^{156}Gd -Target besitzt $z = 8.9 \cdot 10^{-5} \text{ fm}^{-2}$. Für die stärkste $M1$ -Anregung von ^{156}Gd im Anregungsintervall mit einer Grundzustandsübergangsbreite $\Gamma_0 = 51(10) \text{ meV}$ ergibt sich $\bar{A}_R(3.07 \text{ MeV}, 8.9 \cdot 10^{-5} \text{ fm}^{-2}) = 0.91(2)$. Der so bestimmte Verlauf des Photonenflusses findet sich in Teil (a) der Abb. 7.3. Unter Verwendung von Gleichung (4.6) kann nun der integrierte Wirkungsquerschnitt des 3116 keV Zustands zu $I_{s,2_1^+} = 1.91(15) \text{ eVb}$ bestimmt werden.

Die zwei weiteren $(\vec{\gamma}, \gamma)$ Messungen (mit unterschiedlichen Bleifilterdicken vor den HPGe-Detektoren unter $\theta = 90^\circ$) zur Bestimmung des Gesamtdrehimpulses und der Parität dieses Zustands bei 3116 keV wurden mit einer mittleren Photonenenergie von $\bar{E}_\gamma = 3.12 \text{ MeV}$ durchgeführt. Die beobachteten Ereignisse in den Detektoren unter $\theta = 90^\circ$ sind in Abb. 7.4 gezeigt. Die gemessenen experimentellen Asymmetrien zur Bestimmung der Parität nach Glg. (5.3) sind in Tabelle 7.4 aufgelistet. Wie auch schon in der $^{152}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma)$ Messung wurde für die Bestimmung der relativen Effizienz der beiden HPGe-Detektoren unter $\theta = 90^\circ$ ^{56}Co Quellenmessungen vorgenommen. Die gemessene Asymmetrie des Zerfalls des 3116 keV Zustands in den Grundzustand ergibt, dass es sich um einen $J^\pi = 1^-$ Zustand handelt.

Tabelle 7.4: Auflistung der fehlergewichteten Mittelwerte der experimentell bestimmten Asymmetrien für die beiden $^{156}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma)$ Messungen mit $\bar{E}_\gamma = 3.12$ MeV.

E_x (keV)	E_γ (keV)	$q\Sigma$	Zuordnung
3050	3050	0.42(15)	$1^+ \rightarrow 0_1^+$
	2961	0.16(40)	$1^+ \rightarrow 2_1^+$
3068	3068	0.74(1)	$1^+ \rightarrow 0_1^+$
	2979	0.10(8)	$1^+ \rightarrow 2_1^+$
3089	3089	0.06(24)	$^{13}\text{C}: 1/2^- \rightarrow 1/2^+$
3116	3116	-0.72(51)	$1^- \rightarrow 0_1^+$
	3027	-0.07(34)	$1^- \rightarrow 2_1^+$
3122	3122 ^a	0.05(24)	$1^\pm \rightarrow 0_1^+$
	3032	-0.04(9)	$1^\pm \rightarrow 2_1^+$
3140	3140 ^b	-0.75(24)	$1^- \rightarrow 0_1^+$
3156	3158	0.85(4)	$1^+ \rightarrow 0_1^+$
3216	3216	0.93(34)	$1^+ \rightarrow 0_1^+$
	3128	0.33(61)	$1^+ \rightarrow 2_1^+$

^awahrscheinlich ein Paritätsdublett

^bnur in einer Messung beobachtet; γ auch in $^{158}\text{Gd}(p, t)$

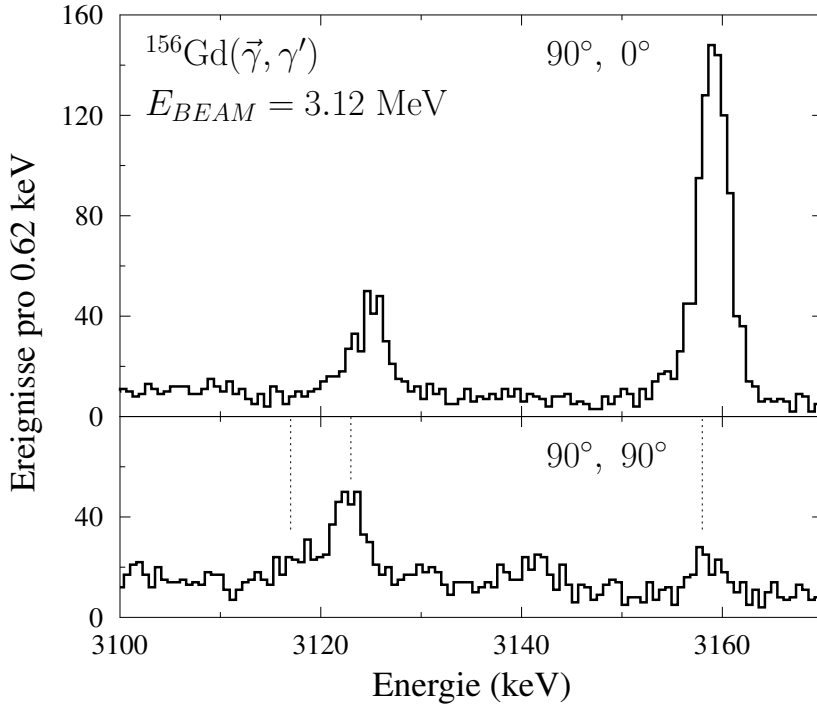


Abbildung 7.4: Ausschnitte der $^{156}\text{Gd}(\vec{\gamma}, \gamma)$ Spektren um den 3116 keV Zustand der Messung mit $\vec{E}_\gamma = 3.12 \text{ MeV}$. Das obere Spektrum ist parallel zur Polarisation der inzidenten Photonen aufgenommen, das untere senkrecht dazu.

7.2 Neue Erkenntnisse über die Scherenmode in ^{156}Gd

Für den $J^\pi = 1^+$ Scherenmodenzustand mit dem größten integrierten Wirkungsquerschnitt $I_{s,0}$ bei 3.07 MeV konnten erstmals Übergänge zu dem 0_2^+ und 0_3^+ Zustand beobachtet werden. Das Verzweigungsverhältnis $\Gamma_{0_2^+}/\Gamma_0 = 0.010(2)$ ist das kleinste unter den hier untersuchten Gd-Isotopen. Die zugehörigen $B(M1)$ -Stärken für den Zerfall dieses Zustands betragen:

$$\begin{aligned} B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+) &= 0.013(4) \mu_N^2, \\ B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_3^+) &= 0.023(5) \mu_N^2. \end{aligned}$$

Eine entsprechende Untersuchung der restlichen $J^\pi = 1^+$ Scherenmodenzustände konnte auf Grund der geringeren Anregungshäufigkeit dieser Zustände, die proportional zu $N_\gamma(E_x) \cdot I_{s,0}$ ist, nicht erfolgen. Hierzu müsste entweder eine längere Messdauer verwendet werden oder die Zustände von Interesse mit einer anderen Methode bevölkert werden, wie es z.B. die $^{155}\text{Gd}(n, \gamma)$ Reaktion ermöglicht.

8 Diskussion

Ein Zerfall von $J^\pi = 1^+$ Zuständen der Scherenmode zu dem ersten angeregten 0^+ Zustand wurde in allen drei untersuchten Isotopen $^{152,154,156}\text{Gd}$ beobachtet. Die summierte Übergangsstärke $\sum B(M1; 1^+ \rightarrow 0_2^+)$ dieser Übergänge ist in Abb. 8.1b) gegeben. Für bessere Darstellbarkeit wird die Notation

$$B(M1)_i \equiv B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_i^+) \quad (8.1)$$

verwendet. Wie erwartet, nimmt $\sum B(M1; 1^+ \rightarrow 0_2^+)$ mit der Neutronenzahl ab, d.h. beim Übergang von sphärischen zu quadrupoldeformierten Kernen. Die summierte $M1$ -Stärke $\sum B(M1) \uparrow$ der Scherenmode wird dagegen größer. Für $^{152,154}\text{Gd}$ wurde erstmals $\sum B(M1) \uparrow$ mittels der Methode der KRF bestimmt.

Abbildung 8.1a) zeigt $\sum B(M1) \uparrow$ für die stabilen gg-Gd-Isotope zusammen mit einer empirischen $M1 - E2$ Korrelation aus Ref. [Pietralla95b]:

$$B(M1)_{\text{Scherenmode}}[\text{W.u.}] = \frac{10.6}{Z^2} B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)[\text{W.u.}] \quad (8.2)$$

Diese Korrelation wurde 1995 anhand der damals verfügbaren experimentellen Informationen über die Scherenmode in den Seltenen Erden bestimmt. Der qualitative Verlauf der summierten $M1$ -Anregungsstärke kann in etwa wiedergegeben werden.

In Abb. 8.3 ist die Verteilung der $M1$ -Anregungsstärke der $J^\pi = 1^+$ Zustände gezeigt. Die $M1$ -Stärken für Zustände in $^{152,154}\text{Gd}$ wurden im Rahmen dieser Arbeit gewonnen. ^{154}Gd weist mit dem Zustand bei 2934 keV die stärkste $M1$ -Anregung in den Gd-Isotopen auf. Wie erwartet, besitzt der sphärische Kern ^{152}Gd nur vergleichsweise schwach $M1$ angeregte 1^+ Zustände. Im Vergleich zu den deformierten Kernen $^{156,158,160}\text{Gd}$ scheint es, dass die $M1$ -Stärke in $^{152,154}\text{Gd}$ eine geringere Fragmentierung aufweist. Allerdings ist anzumerken, dass die in dieser Arbeit vorgenommenen KRF-Messungen nicht die gleiche Sensitivität erreichten - hauptsächlich auf Grund der geringen Isotopenanreicherung der Targets. Daher ist davon auszugehen, dass einige weitere, schwächer angeregte $J^\pi = 1^+$ Zustände im Energiebereich der Scherenmode in diesen beiden Isotopen existieren.

Die neuen Informationen über die Scherenmode in den Gd-Isotopen ermöglichen einen neuen, sensitiven Zugang zu Details der Proton-Neutron-Wechselwirkung (pn). Isektorielle Anregungsmoden wie die Scherenmode können ohne den pn -Freiheitsgrad theoretisch nicht beschrieben werden. Neben

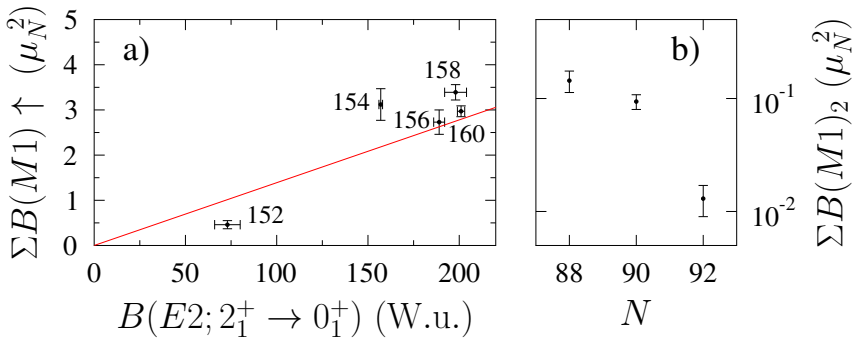


Abbildung 8.1: Teil a) zeigt die summierte $M1$ -Anregungsstärke der 1^+ Zustände im Energiebereich der Scherenmode (2.7 - 3.7 MeV) für Gd Isotope gegen die jeweilige $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ Stärke [ENSDF]. Die $M1$ -Werte für $^{152,154}\text{Gd}$ wurden in dieser Arbeit bestimmt, die Werte für $^{156,158,160}\text{Gd}$ wurden den Ref. [Pitz89, Friedrichs94] entnommen. Die Gerade entspricht der $M1-E2$ Korrelation aus Ref. [Pietralla95b] für $Z = 64$. Teil b) zeigt die summierten $B(M1)_2$ -Stärken des neuen Zerfallszweigs der Scherenmode.

den in vielen Atomkernen bereits bekannten Informationen über die Scherenmode (Energieposition und Anregungsstärke) bietet die Messung schwacher Zerfallsverzweungsverhältnisse eine neue Observable, anhand derer theoretische Modelle überprüft und gegebenenfalls verbessert werden können. Im Falle des IBMs-2 konnte aus dem $M1$ -Verhältnis $B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+)/B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_1^+)$ die Parameter ξ_i des Majorana Operators festgelegt werden, was im nächsten Kapitel diskutiert wird. Anregungsenergie und -stärke allein sind hier nicht ausreichend und lassen eine Vielzahl an Kombinationen der Parameter ξ_i zu.

Während - wie in dieser Arbeit auch - oftmals IBM-2-Parameter Kern für Kern direkt an experimentelle Informationen angepasst werden, existieren auch Bemühungen, die Parameter direkt aus anderen Modellen mit realistischen Wechselwirkungen zu bestimmen. Dies geschieht zum Beispiel durch Vergleiche mit dem Schalenmodell [Scholten83] oder mit *self-consistent mean-field* Rechnungen [Nomura13a]. Letzere sind zur Zeit in aktueller Weiterentwicklung und werden in Kürze auch für die Gd-Isotope verfügbar sein [Nomura13b]. Ein

Vergleich der IBM-2-Parametersätze könnte in der Umkehrung des Vorgangs Konsequenzen für *mean-field*-Wechselwirkungen haben.

Als nächstes wird das $M1$ -Verzweigungsverhältnis mit Rechnungen im Q -Phononenschema verglichen. Hier existiert eine Korrelation zwischen dem $M1$ -Verzweigungsverhältnis und dem Verhältnis der $B(E2)$ Stärken der niedrig liegenden 0^+ Zustände zu dem 2_1^+ Zustand [Jolos13]:

$$\left(1 - \frac{E(0_2^+)}{2E(1_{sc}^+)}\right)^2 \frac{B(M1; 0_2^+ \rightarrow 1_{sc}^+)}{B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_{sc}^+)} = \frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)} \quad (8.3)$$

Tabelle 8.1 gibt für die in dieser Arbeit untersuchten Gd-Isotope die Werte der rechten und linken Seite der Gleichung an. Die Gleichung ist für $^{154,156}\text{Gd}$ innerhalb der Unsicherheiten korrekt. Für ^{152}Gd ergibt sich eine signifikante Abweichung, wobei hier allerdings die Lebensdauer des 0_2^+ Zustands aus Ref. [Johnson82] zweifelhaft ist, was die Autoren bzgl. ihrer Analyse selbst eingestehen.

Tabelle 8.1: Werte der linken Seite (LS) und rechten Seite (RS) der Glg. (8.3) für $^{152,154,156}\text{Gd}$. Für die Berechnung der RS wurden $B(E2)$ -Werte aus [ENSDF] verwendet.

Isotop	LS	RS
^{152}Gd	0.92(42)	0.49(12)
^{154}Gd	0.07(2)	0.07(1)
^{156}Gd	0.009(3)	0.008^{+4}_{-7}

Multiplikation der Glg. (8.2) und (8.3) mit anschließender Umformung führt zu

$$B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_1^+) B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+) = \left(\frac{10.6}{Z^2 \left(1 - E(0_2^+)/2E(1_{sc}^+)\right)} \right)^2 B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+), \quad (8.4)$$

wobei alle Übergangsstärken in W.u. einzusetzen sind. In Abbildung 8.2a) sind die Werte der linken und in 8.2b) die Werte der rechten Seite dieser Gleichung dargestellt. Zwei Punkte sind hier bemerkenswert: zum einen ist ein deutliches Maximum des $M1$ -Produkts am $N = 90$ Phasenübergangskern ^{154}Gd zu beobachten; zum anderen stimmt Glg. (8.4) für die Isotope $^{154,156}\text{Gd}$ innerhalb

der Unsicherheiten. Für ^{152}Gd scheint die Gleichung nicht zu halten. Allerdings ist die Lebensdauer des 0_2^+ Zustands - wie oben bereits erwähnt - fragwürdig. Für die Isotope $^{150,152,154}\text{Sm}$ [ENSDF] weist das $B(E2)$ -Produkt einen ähnlichen Verlauf auf wie das $M1$ -Produkt der Gd-Isotope. Hier ist ebenfalls ein Maximum am Phasenübergang zwischen sphärischen und deformierten Kernen beobachtbar. Sind die $B(E2; 0_{1,2}^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Stärken und die $M1$ -Anregungsstärke der Scherenmode in einem Atomkern bekannt, kann folglich mit Glg. (8.4) eine Näherung für die gesamte $\sum B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+)$ -Stärke getroffen werden. Dies ist insbesondere für eine Abschätzung der benötigten experimentellen Sensitivität für die Suche nach diesem neuen Zerfallszweig der Scherenmode in anderen Atomkernen wichtig.

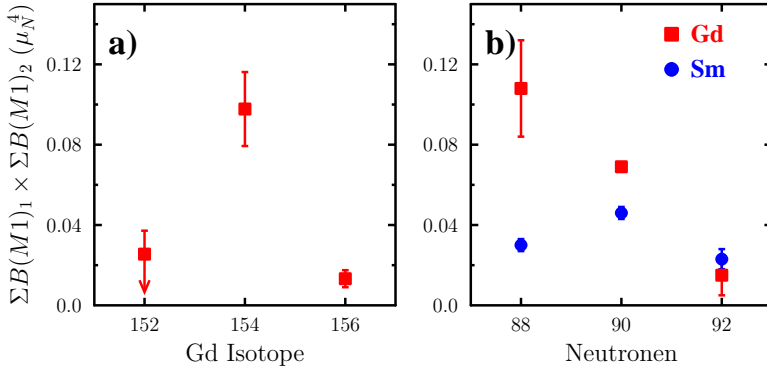


Abbildung 8.2: In a) ist das Produkt der experimentellen, summierten $M1$ -Übergangsstärken der Scherenmode zu dem 0_1^+ bzw. 0_2^+ Zustand für die Isotope $^{152,154,156}\text{Gd}$ gegeben (entspricht der linken Seite der Glg. (8.4)). In b) sind die Werte der rechten Seite der Glg. (8.4) für Gd- und Sm-Isotope gegeben. Zur Berechnung wurden die $B(E2)$ -Werte aus [ENSDF] verwendet.

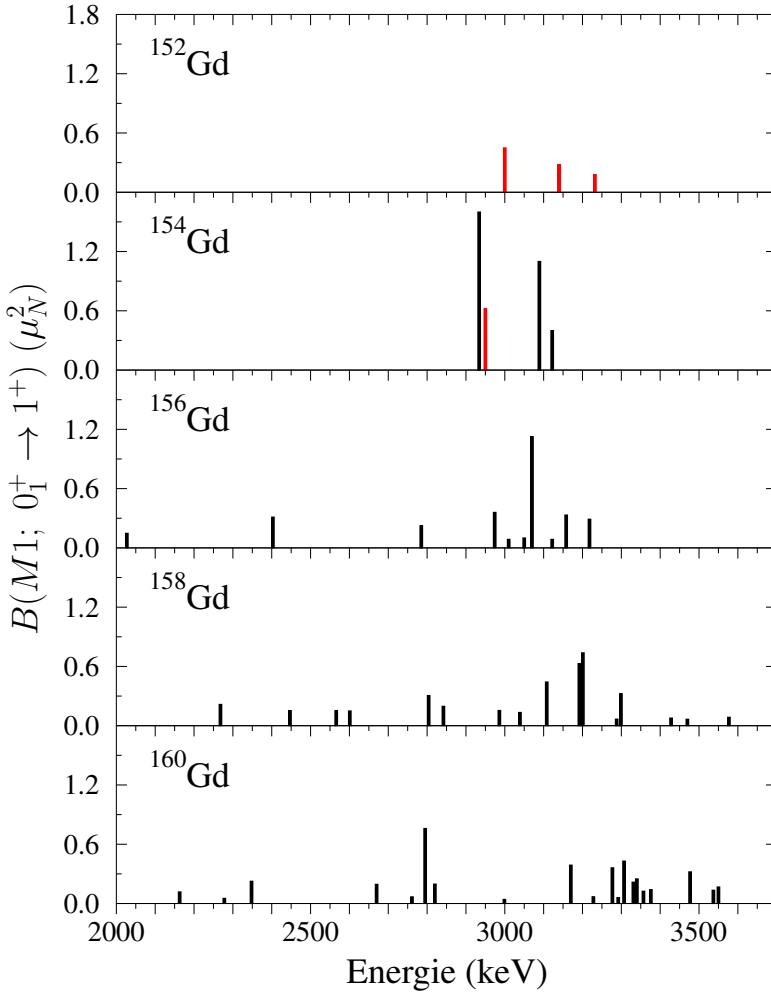


Abbildung 8.3: Verteilung der $M1$ -Anregungsstärke in den Isotopen $^{152,154,156,158,160}\text{Gd}$. Die Werte für $^{156,158,160}\text{Gd}$ stammen aus Ref. [Pitz89, Friedrichs94]. In rot sind die Zustände gekennzeichnet, denen in dieser Arbeit keine Parität zugewiesen werden konnte.

9 Vergleich mit Rechnungen im Interacting Boson Model 2

In Kapitel 2.2 wurde das IBM bereits in seinen Grundzügen vorgestellt. Auf eine tiefergehende Beschreibung der Gruppenstruktur, Konstruktion und aller möglichen Operatoren wird hier verzichtet. Für eine ausführliche Beschreibung des IBMs sei hier auf [Iachello87] verwiesen. In dieser Arbeit findet folgender, vereinfachter IBM-2 Hamiltonoperator Verwendung, der sich auf s und d Proton- (π) und Neutronbosonen (ν) beschränkt

$$\begin{aligned}\hat{H}_{IBM} = & \epsilon \hat{n}_d + \kappa \hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} \cdot \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu} \\ & + \frac{1}{2} \sum_{L=0,2} c_\pi^{(L)} \left[d_\pi^\dagger \times d_\pi^\dagger \right]^{(L)} \cdot \left[\tilde{d}_\pi \times \tilde{d}_\pi \right]^{(L)} + \hat{M}_{\pi\nu},\end{aligned}\quad (9.1)$$

mit dem Majoranaoperator

$$\begin{aligned}\hat{M}_{\pi\nu} = & \xi_2 \left[d_\nu^\dagger \times s_\pi^\dagger - d_\pi^\dagger \times s_\nu^\dagger \right]^{(2)} \cdot \left[\tilde{d}_\nu \times \tilde{s}_\pi - \tilde{d}_\pi \times \tilde{s}_\nu \right]^{(2)} \\ & - 2 \sum_{i=1,3} \xi_i \left[d_\nu^\dagger \times d_\pi^\dagger \right]^{(i)} \cdot \left[\tilde{d}_\nu \times \tilde{d}_\pi \right]^{(i)}.\end{aligned}\quad (9.2)$$

Hierbei wird das Tensorprodukt aus Ref. [DeShalit63] benutzt

$$\left[\hat{T}^{(k_1)} \times \hat{T}^{(k_2)} \right]_\kappa^{(k)} = \sum_{\kappa_1, \kappa_2} (k_1 \kappa_1 k_2 \kappa_2 | k \kappa) T_{\kappa_1}^{(k_1)} T_{\kappa_2}^{(k_2)}, \quad (9.3)$$

wobei $(k_1 \kappa_1 k_2 \kappa_2 | k \kappa)$ einen Clebsch-Gordon-Koeffizienten bezeichnet. Das Skalarprodukt ist ein Sonderfall des Tensorprodukts und wird hier mit einem “ \cdot ” gekennzeichnet

$$\hat{T}^{(k)} \cdot \hat{T}^{(k)} = (-)^k (2k+1)^{1/2} \left[\hat{T}^{(k)} \times \hat{T}^{(k)} \right]_0^{(0)}. \quad (9.4)$$

In Glg. (9.1) zählt $\hat{n}_d = d_\pi^\dagger \cdot \tilde{d}_\pi + d_\nu^\dagger \cdot \tilde{d}_\nu$ die Anzahl der d -Bosonen. $\hat{Q}_\rho^{\chi_\rho}$ ist der Quadrupoloperator (mit $\rho = \pi, \nu$)

$$\hat{Q}_\rho^{\chi_\rho} = [d_\rho^\dagger \times \tilde{s}_\rho + s_\rho^\dagger \times \tilde{d}_\rho]^{(2)} + \chi_\rho [d_\rho^\dagger \times \tilde{d}_\rho]^{(2)}. \quad (9.5)$$

Eine stärkere Gewichtung des \hat{n}_d Terms führt zu einer eher sphärischen Konfiguration, während eine Bevorzugung des Quadrupol-Quadrupol Terms zu einer Deformation des Atomkerns führt, wobei sich je nach χ_ρ eine eher starre ($\chi = -\sqrt{7}/2$) oder γ -weiche ($\chi = 0$) Deformation ergibt. Die Terme mit den Parametern $c_\pi^{(L)}$ brechen die Protonen-Neutronen-Symmetrie und sind physikalisch durch die Coulombwechselwirkung zwischen den Protonen motiviert. Da sich in dieser Arbeit auf eine Isotopenkette beschränkt wird, werden die gleichen Werte für die Parameter $c_\pi^{(L)}$ für die Beschreibung aller drei Gadoliniumisotope verwendet. Gleiches gilt für den Parameter χ_π .

Zur Beschreibung gemischt-symmetrischer Zustände wie z.B. der $J^\pi = 1^+$ Scherenmode ist der Majoranaoperator notwendig. Üblicherweise werden die Parameter des Majoranaoperators gleichgesetzt $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 \equiv \lambda$. Mit dieser Beschränkung ist es allerdings nicht möglich, die neuen Zerfallseigenschaften der Scherenmode zu beschreiben. In dieser Arbeit wird daher nur $\xi_1 = \xi_3$ gleichgesetzt, wobei anzumerken ist, dass der ξ_3 -Term nur einen geringen Einfluss auf $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode hat.

Zur Berechnung der $M1$ -Übergangsstärken wurde der Übergangsoperator

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_\pi \hat{L}_\pi + g_v \hat{L}_v) \quad (9.6)$$

mit $\hat{L}_\rho = \sqrt{10} \left[d_\rho^\dagger \times \tilde{d}_\rho \right]^{(1)}$ und den bosonischen, effektiven g -Faktoren $g_\pi=1$ und $g_v=0$ verwendet.

Zur numerischen Diagonalisierung des Hamiltonoperators und Berechnung der Übergangsstärken wurden die Programme *NPBOS* [Otsuka85] und *Arbmodel* [Heinze08] verwendet.

9.1 Beschreibung der Gadoliniumisotope

Für die Beschreibung der Gd-Isotope im Rahmen des IBMs-2 existieren bereits Parameter für den Hamiltonoperator aus Glg. (9.1) [Scholten80]. Allerdings waren 1980 weder die Scherenmode noch andere gemischt-symmetrischen Zustände bekannt, die über den Majorana-Term beschrieben werden. Die Parameter aus Ref. [Scholten80] wurden daher als Ausgangspunkt für eine bessere Beschreibung verwendet, die die bis heute gewonnenen experimentellen Daten mitberücksichtigt. Insbesondere die neue Observable $B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+)$ erlaubt

einen neuen Zugang zu den Majoranaparametern ξ_i . Für die Rechnungen wurde daher $\xi_1 = \xi_3$ gesetzt. Um eine optimale Beschreibung der Scherenmode und ihrer Zerfallskanäle zu finden, wurde die Parametrisierung

$$\begin{aligned}\xi_1 = \xi_3 &= \xi(1 + \nu) \\ \xi_2 &= \xi(1 - \nu)\end{aligned}\quad (9.7)$$

verwendet. ξ wurde so gewählt, dass die Schwerpunktsenergie der Scherenmode $\bar{E}(1_{sc}^+)$ (nach Glg. (5.4)) beschrieben wird, und ν so, dass das experimentelle $M1$ -Verzweungsverhältnis $\sum B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+) / \sum B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_1^+)$ reproduziert wird. Abbildung 9.1 zeigt die Abhängigkeit des $M1$ -Verzweungsverhältnisses der IBM-2 Rechnung von ν für ^{154}Gd . Die Parameter für $^{152,154,156}\text{Gd}$ finden sich in Tab. 9.1 und ein Vergleich der berechneten und gemessenen Anregungsenergien und Übergangsstärken in Tab. 9.2.

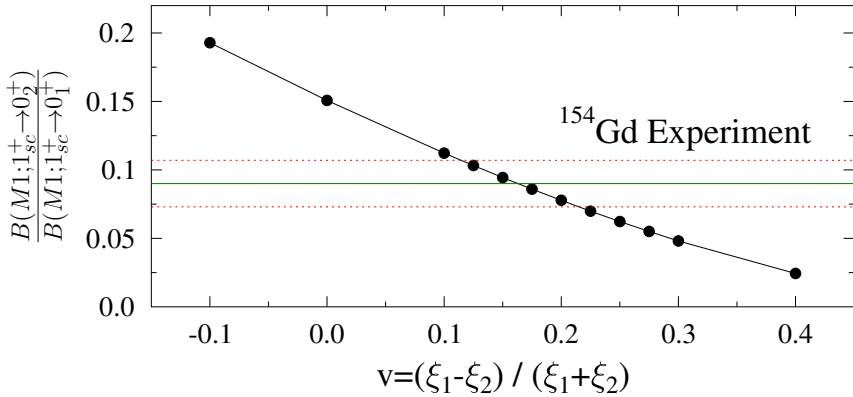


Abbildung 9.1: Berechnete IBM-2 $M1$ -Verzweungsverhältnisse in Abhängigkeit von ν . Zum Vergleich ist der experimentelle Wert für ^{154}Gd nebst Unsicherheit als horizontale Linie eingezeichnet.

Da ein Teil der IBM-2-Parameter an die Eigenschaften niederenergetischer Zustände der jeweiligen Atomkerne angepasst werden, ist es nicht verwunderlich, dass die Energieeigenwerte gut beschrieben werden. Die gesamte $M1$ -Anregungsstärke und die Zerfallskanäle zu weiteren Zuständen sind dagegen

Tabelle 9.1: Parameter des IBM-2 Hamiltonoperators aus Glg. (9.1) für die Isotope $^{152,154,156}\text{Gd}$. Die Parameter ξ_i ergeben sich nach Glg. (9.7) aus ξ und ν .

Parameter	^{152}Gd	^{154}Gd	^{156}Gd
N_π	7	7	7
N_ν	3	4	5
ϵ (MeV)	0.740	0.596	0.505
χ_π	-1.0	-1.0	-1.0
χ_ν	-0.8	-1.0	-1.1
κ (MeV)	-0.075	-0.078	-0.080
$c_\pi^{(0)}$ (MeV)	-0.20	-0.20	-0.20
$c_\pi^{(2)}$ (MeV)	-0.10	-0.10	-0.10
ξ (MeV)	0.363	0.317	0.287
ν	0.14	0.16	0.33

als Vorhersagen anzusehen, da nur der Energieeigenwert und das $M1$ -Verzweigungsverhältnis zur Festlegung der Parameter ξ und ν verwendet wurden. Auffällig ist, dass für $^{152,154}\text{Gd}$ der Parameter ν nahezu den gleichen Wert von 0.15 annimmt. Unter der Annahme, dass jeder $J^\pi = 1^+$ Zustand der Scherenmode in ^{156}Gd die gleiche Zerfallseigenschaft wie der in dieser Arbeit untersuchte Zustand bei 3070 keV besitzt, ergäbe sich auch für ^{156}Gd $\nu \approx 0.15$. Eine eindeutige Aussage kann aber ohne vollständige spektroskopische Informationen nicht erfolgen.

Für ^{152}Gd stimmen die IBM-2 und die experimentellen $M1$ -Übergangsstärken gut überein. Allein ein Zerfall der Scherenmode zu dem 2_2^+ wurde experimentell nicht beobachtet, während die IBM-2 Rechnung für diesen $1_{sc}^+ \rightarrow 2_2^+$ Übergang die größte $M1$ -Stärke vorhersagt.

Die IBM-2-Beschreibung des Atomkerns ^{154}Gd unterschätzt die summierte $M1$ -Stärke $\sum B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_1^+)$ um einen Faktor 2. Bis auf einen Übergang können alle experimentell gefundenen Übergänge innerhalb eines Faktors 2 beschrieben werden. Der Übergang $1_{sc}^+ \rightarrow 0_3^+$ wird dagegen völlig unterschätzt.

Die theoretische Beschreibung von ^{156}Gd ist im wesentlichen analog zu ^{154}Gd . Die $M1$ -Stärken werden allerdings nur um einen Faktor 1.4 unterschätzt und der Übergang zu dem 0_3^+ Zustand kann ebenfalls nicht reproduziert werden.

Tabelle 9.2: Gegenüberstellung der IBM-2-Rechnung mit den Parametern aus Tab. 9.1 und den experimentellen Daten. Anregungsenergien E_x wurden Ref. [ENSDF] entnommen. Die IBM-2-Ergebnisse wurden auf die dritte Nachkommastelle gerundet. Eine gute Übereinstimmung zwischen IBM-2-Rechnung und Experiment ist festzustellen.

	¹⁵² Gd		¹⁵⁴ Gd		¹⁵⁶ Gd	
Observable	EXP	IBM	EXP	IBM	EXP	IBM
E_x (MeV)						
2_1^+	0.344	0.344	0.123	0.123	0.089	0.089
4_1^+	0.755	0.789	0.371	0.381	0.288	0.293
6_1^+	1.227	1.334	0.718	0.759	0.585	0.607
0_2^+	0.615	0.748	0.681	0.713	1.049	1.052
2_2^+	0.931	0.971	0.815	0.935	1.129	1.179
2_3^+	1.109	1.290	0.996	1.088	1.154	1.301
0_3^+	1.048	1.601	1.182	1.415	1.168	1.877
$\bar{E}(1_{sc}^+)$	3.176(10)	3.183	3.015(10)	3.013	3.060(7)	3.063
$\Sigma B(M1) (\mu_N^2)$						
$1_{sc}^+ \rightarrow 0_1^+$	0.15(3)	0.136	1.04(12)	0.496	1.02(9)	0.747
$1_{sc}^+ \rightarrow 2_1^+$	0.44(11) ^a	0.107	0.52(6) ^a	0.306	0.51(6) ^a	0.431
$1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+$	0.17(7)	0.155	0.094(14)	0.045	0.013(4)	0.010
$1_{sc}^+ \rightarrow 2_2^+$		0.241	0.057(12)	0.041		0.005
$1_{sc}^+ \rightarrow 2_3^+$		0.027	0.10(5)	0.097		0.111
$1_{sc}^+ \rightarrow 0_3^+$		0.012	0.30(6)	0.002	0.023(5)	0.001
$\Sigma B(E1) (e^2 \text{fm}^2)$						
$1_{sc}^+ \rightarrow 1_1^-$			0.00051(6)			

^aunter der Annahme $\delta = 0$

9.2 Signatur des neuen Zerfallszweigs am Quantenphasenübergang

Die theoretische Betrachtung der Zerfallszweige der $J^\pi = 1^+$ Scherenmode innerhalb des IBMs-2 für einen Übergang von sphärischen zu deformierten Atomkernen ist nicht ohne Weiteres möglich. Im IBM-1 dagegen können mit einem passenden Hamiltonoperator Observable, die sensitiv auf den Formphasenübergang sind, in Abhängigkeit von dem Verhältnis der Parameter κ und ϵ studiert werden. Die IBM-1-Energieeigenwerte können über einen Faktor direkt an die experimentellen Daten skaliert werden, ohne dass sich dadurch die Wel-

lenfunktionen ändern. Der IBM-2-Hamiltonoperator aus Glg. (9.1) führt aber zu Zuständen mit F -Spin $F = F_{max}$ für die Grundzustandsbande und zu Zuständen mit $F = F_{max} - 1$ wie den Zuständen der Scherenmode. Nun sollte eine Rechnung aber sowohl die 2_1^+ und 4_1^+ Zustände beschreiben, die im Wesentlichen von ϵ und κ abhängen, als auch den 1_1^+ Zustand, der etwa bei 3 MeV liegt und durch den der Parameter ξ festgelegt wird, dessen Größe wiederum von den absoluten Werten der Parameter ϵ und κ beeinflusst wird. Daher kann keine systematische IBM-2-Rechnung erfolgen, die den Übergang $U(5) \rightarrow SU(3)$ direkt abbildet.

In dieser Arbeit wurde daher für die Nd-, Sm- und Gd-Isotope IBM-2-Rechnungen auf Basis der Parameter aus Ref. [Scholten80] vorgenommen, um den neuen Zerfallszweig zu untersuchen. Der Parameter ξ wurde so gewählt, dass der 1_1^+ Zustand bei 3 MeV liegt und der Parameter ν mit 0.15 angenommen, wie die Beschreibung der Kerne $^{152,154}\text{Gd}$ ergab. Das Produkt

$$B(M1)_1 \times B(M1)_2 \equiv B(M1; 1^+ \rightarrow 0_1^+) \times B(M1; 1^+ \rightarrow 0_2^+) \quad (9.8)$$

ist in Abb. 9.2 gezeigt. Die experimentellen Werte für das Produkt weisen ein deutliches Maximum am Phasenübergangskern ^{154}Gd auf. Die IBM-2-Beschreibung kann dies allerdings nicht reproduzieren, was daran liegt, dass die $B(M1)$ -Stärken um einen Faktor 2 unterschätzt werden (vgl. Tab. 9.2) und damit dieses Produkt um einen Faktor 4 unterschätzt wird. In ^{152}Gd wird die gegenwärtige Datenlage hingegen sehr gut beschrieben.

Für die deformierteren Kerne weisen die IBM-2-Rechnungen einen konstanten Verlauf für $N = 90 - 92$ auf. Die theoretische Beschreibung von ^{156}Gd ergab allerdings, dass der Parameter ν , der das $M1$ -Produkt maßgeblich bestimmt, einen größeren Wert annimmt. Mit an ^{156}Gd angepassten Wert von $\nu = 0.33$ ist eine deutliche Abnahme des $M1$ -Produktes in allen $N = 92$ Isotonen zu beobachten (siehe Abb. 9.2b), offene Symbole).

Abschließend ist festzuhalten, dass das experimentelle $M1$ -Produkt nach aktueller Datenlage in den Gd-Isotopen eine drastische Änderung am Formphasenübergang aufweist und könnte somit eine neue Signatur des Formphasenübergangs sein. Das IBM-2 ist für die Nd-, Sm- und Gd-Isotope mit der in dieser Arbeit verwendeten Form nicht in der Lage, diesen Übergang zu reproduzieren. Gewissheit kann nur die experimentelle Untersuchung der entsprechenden Nd- und Sm-Isotope für $N = 88 - 92$ und die vollständige Untersuchung der Zerfallseigenschaften der restlichen $J^\pi = 1^+$ Zustände in ^{156}Gd liefern.

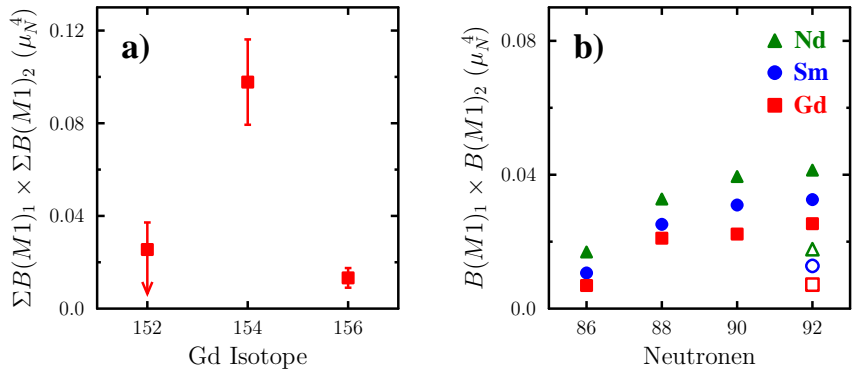


Abbildung 9.2: In a) ist das Produkt der experimentellen, summierten $M1$ -Übergangsstärken der Scherenmode zu dem 0_1^+ bzw. 0_2^+ Zustand für die Isotope $^{152,154,156}\text{Gd}$ gegeben. Teil b) zeigt das entsprechende Produkt für IBM-2-Rechnungen für Nd-, Sm- und Gd-Isotope für $\nu = 0.15$, wobei ξ so gewählt wurde, dass der 1_1^+ Zustand bei 3 MeV liegt. Die offenen Symbole sind mit $\nu = 0.33$ berechnet, was dem angepassten Wert zur Beschreibung von ^{156}Gd entspricht. Die restlichen IBM-2-Parameter wurden Ref. [Scholten80] entnommen.

10 Einfluss auf den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall

Dieses Kapitel beinhaltet im Wesentlichen Ergebnisse, die bereits in *Physic Review Letters* veröffentlicht wurden [Beller13]. Allerdings werden einige Punkte genauer dargelegt bzw. weiter ausgeführt.

Dass Neutrinos eine endliche Masse besitzen, ist aus Neutrinooszillationsexperimenten [Fukuda98, Ahmed02, Eguchi03] bekannt. Wie schwer diese allerdings tatsächlich sind, ist eine der offenen Fragen der Physik. Aus der Beobachtung des möglichen neutrinolosen doppelten β -Zerfalls ($0\nu\beta\beta$)



und dessen Übergangsrate könnten Informationen über den Teilchencharakter (Dirac oder Majorana) und über die Masse der Neutrinos gewonnen werden [Avignone08]. Im $0\nu\beta\beta$ -Zerfall wird simultan ein Paar von Protonen (Neutronen) in ein Paar von Neutronen (Protonen) umgewandelt (siehe Abb. 10.1). Die korrespondierende Übergangsrate

$$\lambda_{0\nu\beta\beta} = G_{0\nu} |M^{(0\nu)}|^2 \left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e} \right)^2 \quad (10.2)$$

hängt von der mittleren Neutrinomasse $\langle m_\nu \rangle = \sum_k |U_{\nu k}|^2 m_k$, dem kinematischen Faktor $G_{0\nu}$ und dem nuklearen Matrixelement (NME) $M^{(0\nu)}$ ab. Im Folgenden wird die gleiche Konvention für die Angabe der $M^{(0\nu)}$ wie in Ref. [Barea13] verwendet; sprich eine Skalierung mit $R = R_0 A^{1/3}$ mit $R_0 = 1.2$ fm, wodurch $M^{(0\nu)}$ eine dimensionslose Größe wird. Theoretische Berechnungen für $G_{0\nu}$ finden sich z.B. in Ref. [Kotila12]. Verschiedene Experimente [Arnaboldi08, Ishihara10, Auger12, GERDA13, Gando12, Arnold10] werden zur Zeit durchgeführt, um mögliche $0\nu\beta\beta$ -Prozesse zu detektieren. Als kleinste obere Grenze für die Neutrinomasse gibt EXO-200 140-380 meV an [Auger12] - je nachdem welches Modell zur Berechnung von $M^{(0\nu)}$ verwendet wird.

Das NME $M^{(0\nu)}$ muss dabei mit notwendiger Präzision aus Kernstrukturtheorierechnungen bestimmt werden und ist ein Schlüsselement, um die absoluten Neutrinomassen aus $0\nu\beta\beta$ -Zerfallsexperimenten zu extrahieren. Für dessen Berechnung wurde bisher das nukleare Schalenmodell [Menéndez09] (ISM), *Quasiparticle Random Phase approximation* [Šimkovic09] (QRPA), *Projected Hartree-Fock-Bogoliubov* (PHFB) mit *Energy Density Functionals* (EDF)

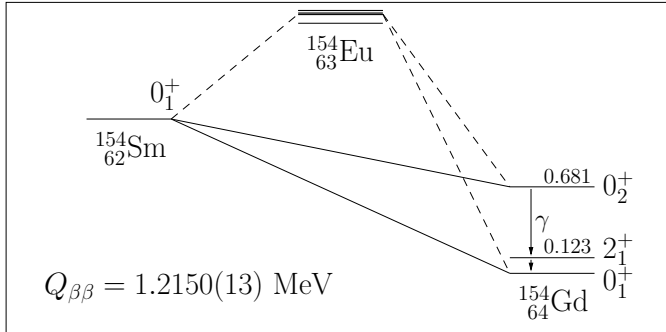


Abbildung 10.1: Vereinfachtes Zerfallsschema für den $\beta\beta$ -Zerfall von ^{154}Sm . Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall zu dem 0_2^+ Zustand von ^{154}Gd könnte in Koinzidenz mit den prompten $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ γ -Quanten gemessen werden. Anregungsenergien von Zuständen in ^{154}Gd sind in MeV gegeben.

[Rodríguez10] oder IBM-2 [Barea09, Barea13] verwendet. Für alle vier Modelle existieren unterschiedliche Varianten, je nachdem wie die Wechselwirkung und der Übergangsoperator implementiert wurde. Die Methoden IBM-2 und EDF sind insbesondere geeignet, um Kerne in offenen Schalen zu beschreiben, bei denen der Quadrupoldeformationsparameter eine wichtige Rolle spielt. In der Region der Nuklidkarte um $N \approx 90$ finden sich zwei Isotope, die mögliche $0\nu\beta\beta$ -Emitter sind: ^{150}Nd und ^{154}Sm . Dies ist eine Region, in der Wechsel in der Kerngestalt von sphärischen zu prolat deformierten Konfigurationen auftreten. Eine verlässliche Berechnung der NME erfordert daher eine adäquate Behandlung des Quadrupolfreiheitsgrads.

QRPA-Rechnungen [Šimkovic09] weisen darauf hin, dass $M^{(0\nu)}$ von Nukleonenpaaren dominiert wird, die zu Gesamtdrehimpuls 0 (Monopolpaare) oder 2 (Quadrupolpaare) gekoppelt sind. Dies legt nahe, dass das IBM-2 für die Beschreibung dieser $\beta\beta$ -Zerfallsreaktionen durch seine explizite Behandlung des bosonischen Isospinfreiheitsgrads geeignet ist; insbesondere in den Fällen, in denen eine Änderung in der Deformation zwischen dem Ausgangs- und Endkern stattfindet. Dies ist der Fall in den $\beta\beta$ -Zerfallsreaktionen $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ (β -weich deformiert zu sphärisch vibrationell) oder $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$ (starr deformiert zu β -weich deformiert). Ein Wechsel in der Kerngestalt führt zu einer Reduktion des NME zwischen dem Grundzustand des Ausgangskerns zu dem

Grundzustand des Endkerns und unter Umständen zu einer Verstärkung des NME für Zerfälle zu angeregten Zuständen in dem Endkern mit Spin und Parität $J^\pi = 0^+$. Tatsächlich sind bisher ^{150}Nd und ^{100}Mo die einzigen Kerne, in denen ein $2\nu\beta\beta$ -Zerfallszweig zu dem ersten angeregten 0^+ Zustand beobachtet wurde [Barabash09, Hornish06].

10.1 Betrachtung im Interacting Boson Model 2

Zur Beschreibung der beteiligten Atomkerne im IBM-2 müssen die phänomenologischen Parameter des Hamiltonoperators mittels hinreichend sensitiver Datenpunkte bestimmt werden. In [Barea09, Barea13] wurden unter anderem $0\nu\beta\beta$ -NME des $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$ Zerfalls berechnet, wobei IBM-2 Parameter für die Beschreibung von ^{154}Gd verwendet wurden, die die Scherenmode nicht berücksichtigen. Stattdessen wurde ein Parametersatz verwendet, der im Jahre 1980 an niederenergetische Zustände und deren Übergangsstärken angepasst wurde [Scholten80]. Zu diesem Zeitpunkt waren Informationen über die Scherenmode allerdings noch nicht bekannt. Ein neuer IBM-2-Parametersatz (vgl. Tab. 9.1), der alle neu gewonnenen Informationen über Eigenschaften der Scherenmode in ^{154}Gd , die im Rahmen dieser Arbeit gewonnen wurden, beinhaltet, verändert auch die Wellenfunktionen des 0_2^+ Zustands und hat somit Einfluss auf das $0\nu\beta\beta[0_2^+]$ -NME für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}[0_2^+]$. Nach Berücksichtigung der Anregungsenergie und des $M1$ -Verzweigungsverhältnisses zu dem 0_1^+ und 0_2^+ Zustand ergibt sich eine drastische Erhöhung des $M^{(0\nu)}[0_2^+]$ (vgl. Abb. 10.2). Abbildung 10.3a-b) zeigt explizit die Abhängigkeit des $0\nu\beta\beta[0_2^+]$ -NMEs von der Anregungsenergie der Scherenmode. Hier ist eine deutliche Korrelation sichtbar, die erkennen lässt, dass die Wellenfunktion des 0_2^+ Zustands einen gewissen $F = F_{\max} - 1$ Anteil besitzen muss und damit von der Stärke des Majoranaoperators beeinflusst wird.

Unter Berücksichtigung der neuen experimentellen Informationen über die Scherenmode in ^{154}Gd ergeben die IBM-2-Rechnungen ein $0\nu\beta\beta$ -NME von $M^{(0\nu)}[0_2^+] = 0.374$. Dies ist mehr als das zehnfache des ursprünglichen Werts. Das NME für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}[0_1^+]$ wird von Änderungen der Majoranaparameter nicht beeinflusst und bleibt konstant bei $M^{(0\nu)}[0_1^+] = 2.5$. Das deutlich größere NME für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall zu dem ersten angeregten 0^+ eröffnet die Möglichkeit, dass ein solcher $0\nu\beta\beta$ -Zerfall koinzident zu dem γ -Zerfall des 0_2^+ Zustands gemessen werden könnte. Diese Option könnte dabei helfen, den Untergrund durch Koinzidenzbedingungen zu reduzieren und

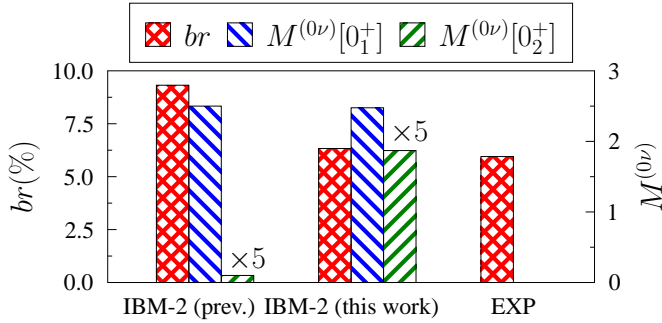


Abbildung 10.2: $B(M1)$ -Verhältnisse $br = B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_2^+)/B(M1; 1_{sc}^+ \rightarrow 0_1^+)$ in % (rot) des 2934 keV 1^+ Zustands der Scherenmode in ^{154}Gd , das $0\nu\beta\beta$ -NME $M^{(0\nu)}[0_1^+]$ (blau) und $M^{(0\nu)}[0_2^+]$ (grün) für frühere [Barea13] und neue IBM-2-Parameter sowie - sofern verfügbar - für experimentelle Daten. Entnommen aus Ref. [Beller13].

damit die Sensitivität für die Beobachtung eines $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls zu erhöhen. Allerdings beträgt das Verhältnis der Übergangsraten nach Glg. (10.2)

$$\lambda_{0\nu\beta\beta}[0_2^+]/\lambda_{0\nu\beta\beta}[0_1^+] = 0.0021, \quad (10.3)$$

wobei die kinematischen Faktoren $G_{0\nu}[0_i^+]$ [Kotila12] entnommen wurden. Damit ist dieser Zerfallszweig wahrscheinlich immer noch zu schwach, als dass er in der Praxis beobachtbar ist.

Eine analoge Untersuchung des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ im Rahmen des IBMs-2 ist nicht möglich. Detaillierte Informationen über das Zerfallsverhalten der Scherenmode in ^{150}Sm sind nicht verfügbar und somit können die Parameter des Majoranaoperators nicht verlässlich bestimmt werden.

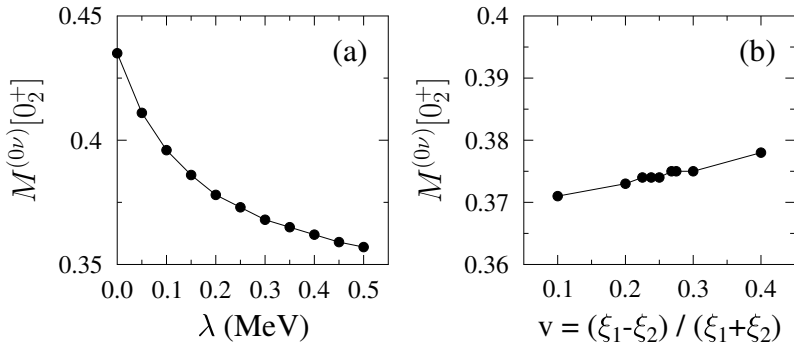


Abbildung 10.3: Berechnete, dimensionslose IBM-2-NME $M^{(0\nu)}[0_2^+]$ für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$ in den 0_2^+ Zustand in Abhängigkeit von dem Majorana-Parameter λ ($\nu = 0$) (a) und dem Verhältnis der Majorana-Parameter ξ_1 und ξ_2 (b). Der Einfluss von ν auf $M^{(0\nu)}[0_2^+]$ ist marginal und innerhalb der Rechengenauigkeit der IBM-2-Rechnung. Alle NME wurden von J. Barea berechnet.

10.2 Betrachtung in Energy Density Functionals Rechnungen

Die hier vorgestellten EDF-Rechnungen wurden von T. Rodríguez vorgenommen. Die Methode wird z.B. in Ref. [Rodríguez10, Rodríguez13a] vorgestellt. Die Eigenschaften der verwendeten universellen, effektiven Wechselwirkung bestimmen ohne zusätzliche Parameteränderungen die $0\nu\beta\beta$ -NME. In diesem Sinne sind die vorhergesagten NME in diesem Modell "parameterfrei". Das NME kann ausgedrückt werden durch

$$M^{(0\nu)} = \iint g_i^*(\beta_i) \tilde{m}(\beta_i, \beta_f) g_f(\beta_f) d\beta_i d\beta_f \quad (10.4)$$

$$= \int \overline{m}^{(0\nu)}(\beta) d\beta. \quad (10.5)$$

Hier ist $\beta_{i(f)}$ die Quadrupoldeformation und $g_{i(f)}(\beta_{i(f)})$ die kollektive Wellenfunktion. $\tilde{m}(\beta_i, \beta_f)$ ist das NME als Funktion der Wellenfunktionen der Deformation des Ausgangskerns (der Mutterkern) und des Endkerns (der Großtochterkern) und $\overline{m}^{(0\nu)}(\beta) \equiv \int \tilde{m}(\beta_i, \beta) g_i^*(\beta_i) d\beta_i$. In deformierten Kernen kann die Näherung $\tilde{m}(\beta_i, \beta_f) \approx \delta(\beta_i - \beta_f)$ verwendet werden. Dadurch ist das $0\nu\beta\beta$ -NME im Wesentlichen durch den Überlapp der Ausgangskern- und Endkern-Wellenfunktion gegeben. Wenn die Grundzustände zwischen Mutter- und Großtochterkern ähnlich sind, wird das NME maximal - wie es in Spiegelkernen vorkommt [Rodríguez13a]. Für den Übergang in den ersten angeregten 0^+ verschwindet hier das NME durch Orthonormalisierung. Allerdings ist dies nicht der Fall für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{154}Sm und ^{150}Nd (siehe Abb. 10.4a) und 10.5a)). Für den Grundzustand von ^{154}Sm ist der von Null verschiedene Bereich für β beschränkter und hat sein Maximum bei einem leicht höheren β als für ^{154}Gd . Dadurch ergibt sich ein endlicher Wert für $M^{(0\nu)}[0_2^+]$.

Das akkumulierte Integral

$$\overline{M}^{(0\nu)}(\beta) = \int_{-\infty}^{\beta} \overline{m}^{(0\nu)}(\beta') d\beta' \quad (10.6)$$

ist in Abb. 10.4b) für $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$ gegeben und zeigt, dass für den Grundzustand das NME zwischen $\beta = 0.2$ und 0.4 monoton ansteigt und dann seinen finalen Wert erreicht. Das NME zum ersten angeregten 0^+ ist durch den Vorzeichenwechsel unterdrückt, aber nicht völlig aufgehoben. Die EDF Rechnungen

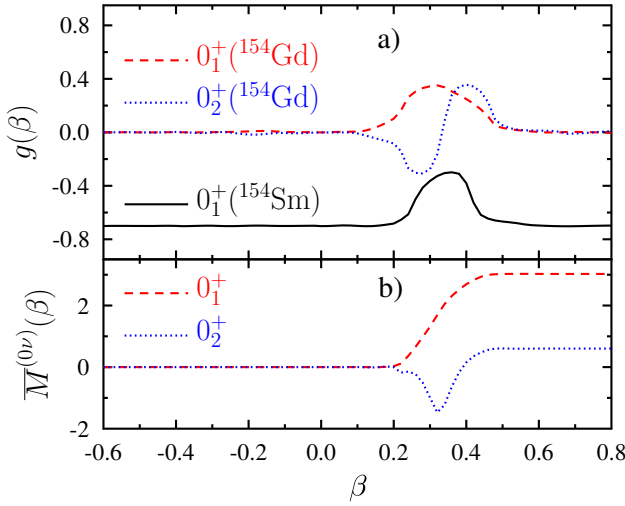


Abbildung 10.4: a) Kollektive EDF-Wellenfunktionen für den Grundzustand von ^{154}Sm (schwarz) und die 0_1^+ (rot gestrichelt) und 0_2^+ (blau gepunktet) Zustände von ^{154}Gd als Funktion der Quadrupoldeformation β . b) Akkumulierte NME für Übergänge vom Grundzustand von ^{154}Sm zum Grundzustand (rot gestrichelt) und ersten angeregten 0^+ Zustand (blau gepunktet) von ^{154}Gd . Entnommen aus Ref. [Beller13].

ergeben $M^{(0\nu)}[0_1^+] = 3.03$ und $M^{(0\nu)}[0_2^+] = 0.62$ und liegen nahe an den verbesserten IBM-2-NMEs.

Für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ ist die Situation drastischer. Der Wechsel in den Kerngestalten ist stärker ausgeprägt, was zu einer Erhöhung des $M^{(0\nu)}[0_2^+]$ führt (vgl. Abb. 10.5). Die EDF-Rechnung ergibt $M^{(0\nu)}[0_1^+] = 1.71$ und $M^{(0\nu)}[0_2^+] = 2.81$. Unter Berücksichtigung der jeweiligen kinematischen Faktoren folgt nach Glg. (10.2) ein Verhältnis der partiellen Übergangsraten

$$\lambda_{0\nu\beta\beta}[0_2^+]/\lambda_{0\nu\beta\beta}[0_1^+] = 1.2. \quad (10.7)$$

Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in die beiden 0^+ Zustände ist - der EDF-Rechnung zufolge - in etwa gleich stark, was für zusätzliche Koinzidenzbedingungen in Experimenten zur Unterdrückung des Untergrunds genutzt werden könnte.

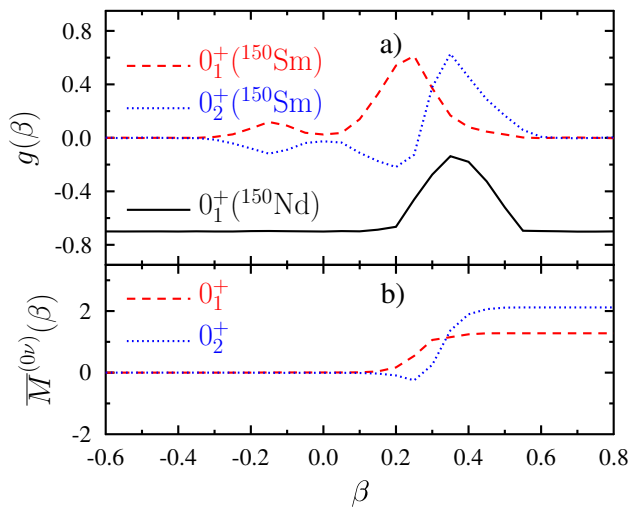


Abbildung 10.5: Analog zu Abb. 10.4 - allerdings für $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$. Berechnet von T. Rodríguez [Rodríguez13b].

11 Ausblick

Die neuen Zerfallskanäle der $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode, die in den Gd Isotopen $^{152,154,156}\text{Gd}$ gefunden wurden, können sicherlich auch in weiteren Atomkernen beobachtet werden. Gerade die Frage, ob es sich hierbei um eine weitere Signatur des Formphasenübergangs handelt, erfordert die Untersuchung der Atomkerne $^{148,150,152}\text{Nd}$ und $^{150,152,154}\text{Sm}$. Die Suche nach solchen Übergängen verlangt allerdings nach starker Population der zu untersuchenden Zustände. Die Fragmentierung der Scherenmode erschwert diese Suche signifikant; vor allem in Atomkernen deren Lage in der Nuklidkarte eine Population der Zustände der Scherenmode in β -Zerfallsprozessen nicht ermöglicht. Vor allem eignen sich Koinzidenzexperimente für die Studie deformierter Kerne, da die Zerfallszweige der Scherenmode zu anderen intrinsischen Anregungen neben dem Grundzustand klein sind. Als Experimente, die die $J^\pi = 1^+$ Zustände direkt anregen, bieten sich $(\gamma, \gamma' \gamma'')$, $(n, n' \gamma)$ und $(e, e' \gamma)$ Messungen an. Andererseits sind natürlich auch indirekte Anregungen möglich, wobei hier anzumerken ist, dass es im Vorfeld keinesfalls garantiert ist, dass die Zustände von Interesse auch bevölkert werden. Je nach Lage in der Nuklidkarte kann dazu z.B. γ -Spektroskopie nach β -Zerfall, EC oder Neutroneneinfang Verwendung finden.

Aber auch in den in dieser Arbeit untersuchten Gd-Isotopen ist das Bild der Scherenmode nicht vollständig. In ^{152}Gd lieferte die KRF-Messung nur Ergebnisse für fünf Zustände. Eine erneute Messung mit einem stärker isotonenangereicherten Target wäre erforderlich, um die vollständige $M1$ -Anregungsstärke der Scherenmode zu bestimmen. In Abb. 8.1 ist zu erkennen, dass die summierte $M1$ -Anregungsstärke der Scherenmode in ^{152}Gd unterhalb der empirischen Systematik liegt. Das Experiment zur Bestimmung der Parität der vier Zustände um 3 MeV erzielte eine geringe Statistik, was zu hohen Unsicherheiten führte. Allerdings sind stärker im Isotop ^{152}Gd angereicherte Targets aktuell nicht in ausreichender Menge verfügbar, um ein sensitiveres KRF-Experiment durchführen zu können.

In ^{156}Gd konnten zwar für das Fragment der Scherenmode, das die größte $M1$ -Anregungsstärke besitzt, Zerfälle zu den ersten beiden angeregten 0^+ Zuständen gefunden werden, allerdings nicht für die weiteren Fragmente der Scherenmode. Dies liegt zum einen an der Methode der direkten Anregung, deren Sensitivität direkt von der $M1$ -Anregungsstärke des jeweiligen Zustands abhängt, und zum anderen an dem stark energieabhängigen Photonenfluss. Für

die Untersuchung der weiteren, bereits bekannten $J^\pi = 1^+$ Zustände der Scherenmode kann die Auswertung eines bereits durchgeführten $^{155}\text{Gd}(n, \gamma\gamma)^{156}\text{Gd}$ Experiments mit dem EXOGAM Setup am ILL Grenoble hilfreich sein, sofern die in Frage kommenden Zustände dort auch bevölkert wurden. Insbesondere die Möglichkeit, eine Koinzidenzbedingung auf den γ -Übergang von den Eingangszuständen zu dem zu untersuchenden Zustand zu verwenden, befähigt dazu, selektiv alle abregenden Übergänge dieses Zustands gleichzeitig und mit reduziertem Untergrund zu studieren.

In ^{154}Gd ist die aktuelle Datenlage die Scherenmode betreffend mit den hier vorgestellten und ausgewerteten Experimenten sehr gut. Als einziger offener Punkt ist hier anzumerken, dass die Paritäten der $J = 1$ Zustände nicht direkt gemessen wurden. Allerdings spricht der Vergleich mit der (e, e') Messung aus Ref. [Hartmann89], deren Analyse für diese Zustände einen $M1$ -Anregungscharakter ergab, und die gemessenen Zerfallsverzweungsverhältnisse $\Gamma_{2^+_1}/\Gamma_0$ dafür, dass es sich um Zustände mit positiver Parität handelt (mit Ausnahme des Zustands bei 2950 keV).

Zur möglichen Entdeckung des neutrinolosen doppelten β -Zerfalls kann die zusätzliche Verwendung von γ -Detektoren eine höhere Sensitivität ermöglichen - insbesondere in Experimenten, die den Zerfall von ^{150}Nd untersuchen. Findet der doppelte β -Zerfall nicht direkt zu dem Grundzustand sondern zu dem ersten angeregten 0^+ Zustand statt, kann die koinzidente Detektion der γ -Quanten mit den emittierten Elektronen die Identifikation möglicher neutrinoloser Ereignisse erlauben, die ansonsten nicht von dem $2\nu\beta\beta[0^+_1]$ -Zerfall unterschieden werden können. Dies ist schematisch in Abb. 11.1 gezeigt. Sollte die Detektion von $0\nu\beta\beta$ -Ereignissen gelingen, so klärt dies letztlich den Teilchencharakter des Neutrinos und erlaubt Rückschlüsse auf die Neutrinomassen.

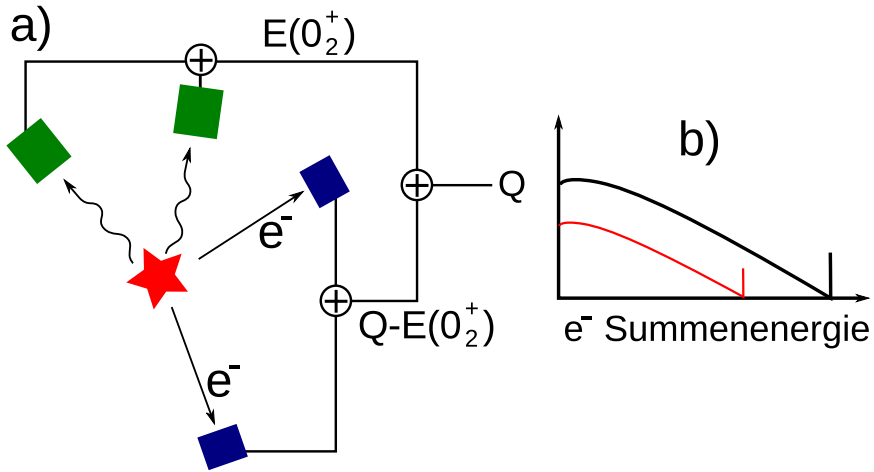


Abbildung 11.1: a) Schematischer Aufbau zur Detektion des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den 0_2^+ Zustand. Die koinzidente Detektion der γ -Quanten und Elektronen erlaubt eine weitere Möglichkeit, $0\nu\beta\beta$ -Ereignisse zu identifizieren. b) zeigt ein schematisches Spektrum für die Summenenergie der Elektronen. In schwarz für den $\beta\beta$ -Zerfall in den Grundzustand und in rot um $E(0_2^+)$ verschoben für den $\beta\beta$ -Zerfall in den 0_2^+ Zustand. Ohne die zusätzliche γ -Detektion wird die Summe beider Zerfallskanäle gemessen.

Literaturverzeichnis

- [Ahmed02] Q. R. Ahmed *et al.* (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 011302 (2002).
- [Alaga55] G. Alaga, K. Adler, A. Bohr, and B.R. Mottelson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. **29**, 1 (1955).
- [Andrejtscheff01] W. Andrejtscheff, C. Kohstall, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, N. Pietralla, and H.H. Pitz, Phys. Lett. B **506**, 239 (2001).
- [Arima75] A. Arima and F. Iachello, Phys. Lett. **57B**, 39 (1975).
- [Arima77] A. Arima, T. Ohtsuka, F. Iachello, and I. Talmi, Phys. Lett. **66B**, 205 (1977).
- [Arnaboldi08] C. Arnaboldi *et al.* (CUORICINO Collaboration), Phys. Rev. C **78**, 035502 (2008).
- [Arnold10] R. Arnold *et al.*, Eur. Phys. J. C **70**, 927(2010).
- [ArtnaCohen96] A. Artna-Cohen, Nuclear Data Sheets **79**, 1 (1996).
- [Auger12] M. Auger *et al.* (EXO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **109**, 032505 (2012).
- [Avignone08] F. T. Avignone, S. R. Elliott, and J. Engel, Rev. Mod. Phys. **80**, 481 (2008).
- [Barabash09] A. S. Barabash, Ph. Hubert, A. Nachab, and V. I. Umatov, Phys. Rev. C **79**, 045501 (2009).
- [Barea09] J. Barea and F. Iachello, Phys. Rev. C **79**, 044301 (2009).
- [Barea13] J. Barea, J. Kotila, and F. Iachello, Phys. Rev. C **87**, 014315 (2013).
- [Beck13] T. Beck, BSc. Thesis, IKP TU Darmstadt (2013).
- [Beller09] J. Beller, MSc. Thesis, IKP TU Darmstadt, unveröffentlicht (2009).

-
- [Beller13] J. Beller, N. Pietralla, J. Barea, M. Elvers, J. Endres, C. Franzen, J. Kotila, O. Möller, A. Richter, T. R. Rodríguez, C. Romig, D. Savran, M. Scheck, L. Schnorrenberger, K. Sonnabend, V. Werner, A. Zilges, and M. Zweidinger, Phys. Rev. Lett. **111**, 172501 (2013).
- [Berg84] U.E.P. Berg, C. Bläsing, J. Drexler, R.D. Heil, U. Kneissl, W. Naatz, R. Ratzek, S. Schennach, R. Stock, T. Weber, H. WICKERT, B. Fischer, H. Hollick, and D. Kollewe, Phys. Lett. **149B**, 191 (1984).
- [Bethe37] H.A. Bethe and G. Placzek, Phys. Rev. **51**, 450 (1937).
- [Bizzeti13] P.G. Bizzeti and A.M. Bizzeti-Sona, Phys. Rev. C **88**, 011305(R) (2013).
- [Bjerrum12] N. Bjerrum, in *Nernst Festschrift* S. 90, (Knapp, Halle, 1912).
- [Bohle84a] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, and O. Scholten., Phys. Lett. **137B**, 27 (1984).
- [Bohle84b] D. Bohle, G. Kuchler, A. Richter, and W. Steffen., Phys. Lett. **148B**, 260 (1984).
- [Bohr51] A. Bohr, Phys. Rev. **81**, 134 (1951).
- [Bohr75] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol.II Nuclear Deformations (1975).
- [Born27] M. Born and R. Oppenheimer, Ann. Phys. **84**, 457 (1927).
- [Casten93] R.F. Casten, N.V. Zamfir, and J. Zingmann, Phys. Rev. Lett. **57**, 539 (1986).
- [Casten07] R.F. Casten and E.M. McCutchan, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, R285 (2007).
- [Casten09] R.F. Casten, Prog. Part. Nucl. Phys. **62**, 183 (2009).
- [DeFranceschi83] G. De Franceschi, F. Palumbo, and N. Lo Iudice, Lett. Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. **37**, 61 (1983).

-
- [DeShalit63] A. De Shalit and I. Talmi, *Nuclear Shell Theory*, Academic Press (1963).
- [Dieperink80] A.E.L. Dieperink, O. Scholten, and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **44**, 1747 (1980).
- [Eguchi03] K. Eguchi *et al.* (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003).
- [ENSDF] <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf> (Stand 06.09.2013).
- [Faessler66] A. Faessler, Nucl. Phys. **85**, 653 (1966).
- [Fagg59] L.W. Fagg and S.S. Hanna, Rev. Mod. Phys. **31**, 711 (1959).
- [Federman78] P. Federman, S. Pittel, and R. Campos Phys. Lett. **82B**, 9 (1978).
- [Frauenfelder65] H. Frauenfelder and R.M. Steffen, in Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, The Netherlands, p. 997 (1965).
- [Friedrichs94] H. Friedrichs, D. Häger, P. von Brentano, R.D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, G. Müller, H.H. Pitz, B. Schlitt, M. Schumacher, C. Wesselborg, and A. Zilges, Nucl. Phys. A **567**, 266 (1994).
- [Fukuda98] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [Gando12] A. Gando *et al.* (KamLAND-Zen Collaboration), Phys. Rev. C **85**, 045504 (2012).
- [GERDA13] The GERDA Collaboration *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **40**, 035110 (2013).
- [Gilmore78] R. Gilmore and D.H. Feng, Nucl. Phys. A **301**, 189 (1978).
- [Goldhaber48] M. Goldhaber and E. Teller, Phys. Rev. **74**, 1046 (1948).

-
- [Gräf78] H.-D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze, and Th. Walcher, Nucl. Instrum. Methods **153**, 9 (1978).
- [Greiner65] W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **14**, 599 (1965).
- [Greiner66] W. Greiner, Nucl. Phys. **80**, 417 (1966).
- [Hartmann89] U. Hartmann, D. Bohle, F. Humbert, and A. Richter, Nucl. Phys. A **499**, 93 (1989).
- [Harakeh01] M.N. Harakeh and A. van der Woude, *Giant Resonances* (Oxford University Press, Oxford, 2001).
- [Hebeler10] K. Hebeler and A. Schwenk. Phys. Rev. C **82**, 014314 (2010).
- [Heinze08] S. Heinze, Diss., Universität Köln (2008).
- [Hertz76] J. Hertz, Phys. Rev. B **14**, 1165 (1976).
- [Heyde10] K. Heyde, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter, Rev. Mod. Phys. **82**, 2365 (2010).
- [Hilton76] R.R. Hilton, talk at International Conference on Nuclear Structure, JINR Dubna (unpublished) (1976).
- [Hornish06] M. J. Hornish, L. De Braekeleer, A. S. Barabash, and V. I. Umatov, Phys. Rev. C **74**, 044314 (2006).
- [Hubbell04] J.H. Hubbell and S.M. Seltzer (2004), Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients (version 1.4). [Online] Available: <http://physics.nist.gov/xaamdi> [2013, 21.05.]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- [Iachello84] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **53**, 1427 (1984).
- [Iachello87] F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model* (Cambridge University Press, Cambridge, 1987).
- [Iachello81] F. Iachello, Nucl. Phys. A **358**, 89c (1981).
- [Iachello01] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87**, 052502 (2001).

-
- [Iachello04] F. Iachello and N.V. Zamfir, Phys. Rev. Lett. **92**, 212501 (2004).
- [Iachello05] M.A. Caprio and F. Iachello, Annals of Physics **318**, 454 (2005).
- [Isacker86] P. Van Isacker, K. Heyde, J. Jolie, and A. Sevrin, Annals of Physics, **171**, 253 (1986).
- [Ishihara10] N Ishihara *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **203**, 012071 (2010).
- [Jensen52] J.H.D. Jensen and M.G. Mayer, Phys. Rev. **85**, 1040 (1952).
- [Johnson82] N.R. Johnson *et al.*, Phys. Rev. C **26**, 3 (1982).
- [Jolos13] R.V. Jolos, private communication (2013).
- [Kirchuk93] E. Kirchuk, P. Federman, and S. Pittel, Phys. Rev. C **47**, 2 (1993).
- [Kotila12] J. Kotila and F. Iachello, Phys. Rev. C **85**, 034316 (2012).
- [Krane70] K.S. Krane and R.M. Steffen, Phys. Rev. C **2**, 724 (1970).
- [Linnemann05] A. Linnemann, Diss., Universität Köln (2005).
- [Lipparini83] E. Lipparini and S. Stringari, Phys. Lett. **130B**, 139 (1983).
- [Löher13] B. Löher, V. Derya, T. Aumann, J. Beller, N. Cooper, M. Duchêne, J. Endres, E. Fiori, J. Isaak, J. Kelley, M. Knörzer, N. Pietralla, C. Romig, D. Savran, M. Scheck, H. Scheit, J. Silva, A. Tonchev, W. Tornow, H. Weller, V. Werner, and A. Zilges, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **723**, 136 (2013).
- [LoIudice78] N. Lo Iudice and F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. **41**, 1532 (1978).
- [LoIudice79] N. Lo Iudice and F. Palumbo, Nucl. Phys. A **326**, 291 (1979).
- [Margraf93] J. Margraf, R. D. Heil, U. Kneissl, U. Maier, H. H. Pitz, H. Friedrichs, S. Lindenstruth, B. Schlitt, C. Wesselborg, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, and A. Zilges, Phys. Rev. C **47**, 1474 (1993).

-
-
- [Menéndez09] J. Menéndez, A. Poves, E. Caurier, and F. Nowacki, Nucl. Phys. A **818**, 139 (2009).
- [Moreh80] R. Moreh, W. C. Sellway, and R. Vodhanel, Phys. Rev. C **22**, 1820 (1980).
- [Mottelson60] B. Mottelson and J. Valatin, Phys. Rev. Lett. **5**, 511 (1960).
- [Nomura13a] K. Nomura, R. Rodríguez-Guzmán, and L. M. Robledo, Phys. Rev. C **87**, 064313 (2013).
- [Nomura13b] K. Nomura, private communication (2013).
- [Onnes11] H.K. Onnes, originally published in KAWA, December 30, 1911; scanned from Boston Studies in the Philosophy of Science volume **124** (page 269).
- [Otsuka85] T. Otsuka and N. Yoshida, JAERI-M Report No. 85, 1985 (unpublished).
- [Pietralla95a] N. Pietralla, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, W. Geiger, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz, and A. Zilges, Phys. Rev. C **51**, 1021 (1995).
- [Pietralla95b] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz, and A. Zilges, Phys. Rev. C **52**, R2317 (1995).
- [Pietralla96] N. Pietralla, Diss., Universität Köln (1996).
- [Pietralla01] N. Pietralla, Z. Berant, V. N. Litvinenko, S. Hartman, F. F. Mikhailov, I. V. Pinayev, G. Swift, M. W. Ahmed, J. H. Kelley, S. O. Nelson, R. Prior, K. Sabourov, A. P. Tonchev, and H. R. Weller, Phys. Rev. Lett. **88**, 012502 (2001).
- [Pietralla04] N. Pietralla and O. M. Gorbachenko, Phys. Rev. C **70**, 011304(R) (2004).
- [Pietralla08] N. Pietralla, P. von Brentano, and A.F. Lisetskiy, Prog. Part. Nucl. Phys. **60**, 225 (2008).

-
- [Pitz89] H.H. Pitz, U.E.P. Berg, R.D. Heil, U. Kneissl, R. Stock, C. Wesselborg, and P. von Brentano, Nucl. Phys. A **492**, 411 (1989).
- [Reich09] C.W. Reich, Nuclear Data Sheets **110**, 2257 (2009).
- [Richter83] A. Richter, *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Physics*, Florence 1983, ed. P. Blasi and R. A. Ricci, (Tipografica Compositori Bologna, Vol. 2), p. 189.
- [Rodríguez10] T. R. Rodríguez and G. Martínez-Pinedo, Phys. Rev. Lett. **105**, 252503 (2010).
- [Rodríguez13a] T. R. Rodríguez and G. Martínez-Pinedo, Phys. Lett. B **719**, 174 (2013).
- [Rodríguez13b] T. R. Rodríguez, private communication (2013).
- [Rusev05] G. Rusev, R. Schwengner, F. Dönau, S. Frauendorf, L. Käubler, L. K. Kostov, S. Mallion, K. D. Schilling, A. Wagner, E. Grosse, H. von Garrel, U. Kneissl, C. Kohstall, M. Kreutz, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, P. von Brentano, J. Jolie, A. Linnemann, N. Pietralla, and V. Werner, Phys. Rev. Lett. **95**, 062501 (2005).
- [Sachdev99] S. Sachdev, *Quantum Phase Transitions* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
- [Šimkovic09] F. Šimkovic, A. Faessler, H. Müther, V. Rodin, and M. Stauf, Phys. Rev. C **79**, 055501 (2009).
- [Schiff51] L. I. Schiff, Phys. Rev. Lett. **83**, 252 (1951).
- [Scholten80] O. Scholten, Ph. D. thesis, University of Groningen, The Netherlands (1980).
- [Scholten83] O. Scholten, Phys. Rev. C **28**, 1783 (1983).
- [Sonnabend11] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M.A. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, J. Isaak, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, C. Romig, A. Sauerwein, L. Schnorrenberger, C. Wälzlein, A. Zilges, and M. Zweidinger, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **640**, 6 (2011).

-
- [Sousa75] D.C. Sousa, L.L. Riedinger, E.G. Funk, and J.W. Mihelich, Nucl. Phys. A **238**, 365 (1975).
- [Suzuki77] T. Suzuki and D. Rowe, Nucl. Phys. A **289**, 461 (1977).
- [Vodhanel87] R. Vodhanel, R. Moreh, W. C. Sellyey, and M. K. Brussel, Phys. Rev. C **35**, 921 (1987).
- [vonNeumannCosel95] P. von Neumann-Cosel, J. N. Ginocchio, H. Bauer, and A. Richter, Phys. Rev. Lett. **75**, 4178 (1995).
- [Walz11] C. Walz, H. Fujita, A. Krugmann, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, A. Scheikh-Obeid, and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **106**, 062501 (2011).
- [Weller09] H.R. Weller, M.W. Ahmed, H. Gao, W. Tornow, Y.K. Wu, M. Gai, and R. Miskimen, Prog. Part. Nucl. Phys. **62**, 257 (2009).
- [Werner02] V. Werner, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, H. von Garrel, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, H.H. Pitz, M. Scheck, K.-H. Speidel, F. Stedile, and S.W. Yates, Phys. Lett. B **550**, 140 (2002).
- [Werner06] V. Werner, N. Pietralla, P. von Brentano, U. Kneissl, H.H. Pitz, A. Tonchev, M.W. Ahmed, C. Fransen, H. von Garrel, C. Kohstall, J. Li, A. Linnemann, S. Müller, I. V. Pinayev, D. Savran, M. Scheck, F. Stedile, W. Tornow, S. Walter, H. R. Weller, and Y. K. Wu, AIP Conf. Proc. **819**, 340 (2006).
- [Wesselborg88] C. Wesselborg, P. v. Brentano, K. O. Zell, R. D. Heil, H. H. Pitz, U. E. P. Berg, U. Kneissl, S. Lindenstruth, U. Seemann and R. Stock, Phys. Lett. B **207**, 22 (1988).
- [Wirowski93] R. Wirowski, Diss., Universität zu Köln (1993).
- [Wu57] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, and R.P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [Zilges90] A. Zilges, P. von Brentano, A. Richter, R. D. Heil, U. Kneissl, H. H. Pitz, and C. Wesselborg, Phys. Rev. C **42**, 1945 (1990).

-
- [Ziegler90] W. Ziegler, C. Rangacharyulu, A. Richter, and C. Spieler, Phys. Rev. Lett. **65**, 2515 (1990).
- [Zolnowski71] D. R. Zolnowski, E. G. Funk, and J. W. Mihelich, Nucl. Phys. A **177**, 513 (1971).

Publikationsverzeichnis

T.R. Saito, N. Saito, K. Starosta, J. Beller, N. Pietralla, H.J. Wollersheim, D.L. Balabanski, A. Banu, R.A. Bark, T. Beck, F. Becker, P. Bednarczyk, K.-H. Behr, G. Benzoni, P.G. Bizzeti, C. Boiano, A. Bracco, S. Brambilla, A. Brünle, A. Bürger, L. Caceres, F. Camera, F.C.L. Crespi, P. Doornenbal, A.B. Garnsworthy, H. Geissel, J. Gerl, M. Górská, J. Grebosz, G. Hagemann, J. Jolie, M. Kavatsyuk, O. Kavatsyuk, T. Koike, I. Kojouharov, N. Kurz, J. Leske, G. Lo Bianco, A. Maj, S. Mallion, S. Mandal, M. Maliage, T. Otsuka, C.M. Petrache, Zs. Podolyak, W. Prokopowicz, G. Rainovski, P. Reiter, A. Richard, H. Schaffner, S. Schielke, G. Sletten, N.J. Thompson, D. Tonev, J. Walker, N. Warr, O. Wieland, and Q. Zhong, *Phys. Lett. B* **669**, 19 (2008).

J. Bonnet, A. Krugmann, J. Beller, N. Pietralla, and R. V. Jolos, *Phys. Rev. C* **79**, 034307 (2009).

N. Pietralla, A. Costin, J. Bonnet, J. Beller, A. Krugmann, O. Möller, H. Ai, R.F. Casten, A. Heinz, E.A. McCutchan, J. Qian, V. Werner, G. Rainovski, K. Dusling, *AIP Conf. Proc.* **1090**, 524 (2009).

K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M.A. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, J. Isaak, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, C. Romig, A. Sauerwein, L. Schnorrenberger, C. Wälzlein, A. Zilges, and M. Zweidinger, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **640**, 6 (2011).

J. Beller, C. Fransen, J. Kotila, O. Möller, N. Pietralla, C. Romig, D. Savran, M. Scheck, V. Werner, A. Zilges and M. Zweidinger, *EPJ Web of Conferences* **38**, 10004 (2012).

J. Beller, J. Wagner, M. Ahmed, D. Deleanu, D.M. Filipescu, T. Glodariu, J. Isaak, J.H. Kelley, E. Kwan, N. Pietralla, R. Raut, C. Romig, G. Rusev, M. Scheck, S.C. Stave, A. Tonchev, W. Tornow, H.R. Weller, N.-V. Zamfir, and M. Zweidinger, *J.Phys.:Conf.Ser.* **366**, 012003 (2012).

M. Zweidinger, J. Beller, J. Isaak, N. Pietralla, V.Yu. Ponomarev, C. Romig, D. Savran, M. Scheck, and K. Sonnabend, *J. Phys.:* Conf. Ser. **366**, 012054 (2012).

B. Löher, V. Derya, T. Aumann, J. Beller, N. Cooper, M. Duchene, J. Endres, E. Fiori, J. Isaak, J. Kelley, M. Knörzer, N. Pietralla, C. Romig, D. Savran, M. Scheck, H. Scheit, J. Silva, A. Tonchev, W. Tornow, H.R. Weller, V. Werner, and A. Zilges, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **723**, 136 (2013).

J. Beller, N. Pietralla, J. Barea, M. Elvers, J. Endres, C. Fransen, J. Kotila, O. Möller, A. Richter, T. R. Rodríguez, C. Romig, D. Savran, M. Scheck, L. Schnorrenberger, K. Sonnabend, V. Werner, A. Zilges, and M. Zweidinger, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 172501 (2013).

M. Scheck, V.Yu. Ponomarev, T. Aumann, J. Beller, M. Fritzsche, J. Isaak, J.H. Kelley, E. Kwan, N. Pietralla, R. Raut, C. Romig, G. Rusev, D. Savran, K. Sonnabend, A.P. Tonchev, W. Tornow, H.R. Weller, and M. Zweidinger, *Phys. Rev. C* **87**, 051304 (2013).

C. Romig, J. Beller, J. Glorius, J. Isaak, J. H. Kelley, E. Kwan, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, A. Sauerwein, D. Savran, M. Scheck, L. Schnorrenberger, K. Sonnabend, A. P. Tonchev, W. Tornow, H. R. Weller, A. Zilges, and M. Zweidinger, *Phys. Rev. C* **88**, 044331 (2013).

M. Scheck, V.Yu. Ponomarev, M. Fritzsche, J. Joubert, T. Aumann, J. Beller, J. Isaak, J.H. Kelley, E. Kwan, N. Pietralla, R. Raut, C. Romig, G. Rusev, D. Savran, L. Schnorrenberger, K. Sonnabend, A.P. Tonchev, W. Tornow, H.R. Weller, A. Zilges, and M. Zweidinger, *Phys. Rev. C* **88**, 051304 (2013).

H. Pai, J. Beller, N. Benouaret, J. Enders, T. Hartmann, O. Karg, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, C. Romig, M. Scheck, L. Schnorrenberger, S. Volz, and M. Zweidinger, *Phys. Rev. C* **88**, 054316 (2013).

J. Isaak, D. Savran, M. Krtićka, M.W. Ahmed, J. Beller, E. Fiori, J. Glorius, J.H. Kelley, B. Löher, N. Pietralla, C. Romig, G. Rusev, M. Scheck, L. Schnorrenberger, J. Silva, K. Sonnabend, A.P. Tonchev, W. Tornow, H.R.

Weller, and M. Zweidinger,
Phys. Lett. B **727**, 361 (2013).

N. Benouaret, J. Beller, H. Pai, N. Pietralla, VYu. Ponomarev, C. Romig,
M. Scheck, L. Schnorrenberger, M. Zweidinger, J. Isaak, D. Savran, K.
Sonnabend, J. H. Kelley, R. Raut, G. Rusev, A.P. Tonchev, W. Tornow, and
H.R. Weller,
XXXIII MLCP proceedings, in press (2013).

C. Kremer, J. Beller, A. Leviatan, N. Pietralla, G. Rainovski, R. Trippel,
and P Van Isacker,
submitted to Phys. Rev. Lett. (2013).

N. Pietralla, J. Beller, T. Beck, V. Derya , B. Löher, C. Romig, D. Savran,
M. Scheck, W. Tornow, and M. Zweidinger,
XX International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Appli-
cations, submitted (2013).

Danksagung

Diese Arbeit ist selbstredend nicht im Vakuum entstanden. Ohne Diskussionen, Ratschläge, Unterstützung und Aufmunterungen wäre sie nicht möglich gewesen. Mein Dank gilt all jenen, die mich im Laufe meiner Promotion aktiv begleitet haben - sei es in wissenschaftlicher oder in privater Hinsicht. Insbesondere danke ich:

- meinen Eltern **Karin Beller** und **Steffen Döbert-Beller**, meiner Schwester **Lisa** sowie meinen Großeltern **Irmgard** und **Helmut Döbert**, die immer daran glaubten, dass ich diese Arbeit auch zu einem Abschluss bringe
- meiner Freundin **Beatrice Kremer**, die mir mit Rückhalt diente und mir immer wieder Motivationsschübe verabreichte
- Prof. Dr. **Norbert Pietralla**, in dessen Arbeitsgruppe ich seit meiner Bachelor-Arbeit tätig sein durfte, der mir zusehends mehr Verantwortung und eigenständiges Arbeiten zugetraut hat, stets für produktive Diskussionen zur Verfügung stand und mich durchaus mit seiner Begeisterung für die Wissenschaft zu begeistern wusste
- meinen Kollegen in der KRF-Gruppe, Dr. **Marcus Scheck**, **Christopher Romig** und **Markus Zweidinger** für eine angenehme Arbeitsatmosphäre, regelmäßige Unterstützungen und aufopferungsvolles Korrekturlesen
- Prof. Dr. **Werner Tornow**, **Bastian Löher** und **Vera Derya** für ihre Unterstützung während der Experimente an der Duke University; Prof. Dr. **Nicolae-Victor Zamfir**, Dr. **Dan Filipescu** für selbiges am IFIN-HH; Dr. **Christop Fransen**, Dr. **Michael Elvers** und Dr. **Janis Endres** für selbiges am Kölner Tandembeschleuniger; Dr. **Deniz Savran** für seine aktive Unterstützung in der Durchführung in fast allen dieser Experimente
- all den Menschen, die die Forschungsanlagen, die im Rahmen meiner Promotion verwendet wurden, betreiben und damit die Grundlage meiner Forschung erst ermöglichten
- der DFG, die im Rahmen des SFB 634 meine Anstellung, Experimente und Konferenzreisen finanziert hat

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Jacob Daniel Beller
Geburtsdatum	08.12.1983
Geburtsort	Erbach
Staatsangehörigkeit	Deutsch
Familienstand	Ledig

Schul Ausbildung

1989 - 1994	Breuberg-Schule, Grundschule, Breuberg
1994 - 2001	Georg-Ackermann-Schule, gymnasialer Zweig, Breuberg
2001 - 2003	Gymnasium Michelstadt, Oberstufe, Michelstadt

Zivildienst

2003 - 2004	Integrative Kindertagesstätte "Zur Kinderwelt", Breuberg
-------------	--

Hochschulstudium

2004 - 2007	TU Darmstadt, B.Sc. Physik
2007 - 2009	TU Darmstadt, M.Sc. Physik
seit 2009	TU Darmstadt, Promotionsstudium Wissenschaftlicher Mitarbeiter